

Systementwicklung und Optimierung eines hochempfindlichen digitalen Magnetfeldsensors

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der Fakultät für Elektrotechnik und
Informationstechnik der Technischen Universität Ilmenau

von
Dipl.-Ing. Imke Haverkamp
geboren am 18.12.1974 in Hilstrup (Münster)

vorgelegt am: 30.04.2012

Tag der öffentlichen Aussprache: 18.01.2013

Gutachter: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Hannes Töpfer (TU Ilmenau)
2. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Paul Seidel (FSU Jena)
3. Dr.-Ing. Torsten Harnisch (BIOTRONIK GmbH & Co. KG)

Vorwort des Herausgebers

Der Fortschritt auf vielen Gebieten des Lebens ist eng an die Fähigkeit geknüpft, noch besser Einsicht in bestehende Zustände und ablaufende Vorgänge zu nehmen. Dies motiviert die Forschung zu immer empfindlicherer Instrumentierung.

Supraleitende Quanteninterferometer (SQUIDs) stellen derzeit die empfindlichsten Sensorelemente zur Detektion magnetischer Felder dar. Gerade diese Empfindlichkeit führt im praktischen Einsatz dazu, dass zum Betreiben dieser Magnetfelddetektoren eine spezielle Regelelektronik erforderlich ist.

Die von Frau Imke Haverkamp vorgelegte Arbeit ist eingebettet in seit mehr als 15 Jahren laufende Forschungsarbeiten im Fachgebiet Theoretische Elektrotechnik, die die Verknüpfung von supraleitenden Sensoren und supraleitender digitaler Auswerteelektronik zum Ziel hatten. Innerhalb dieser Forschungstätigkeiten wurde auch prinzipiell gezeigt, wie durch Ausführung der Rückkoppelelektronik zur Regelung auf demselben Chip wie der Magnetflussdetektor selbst eine Erhöhung von sowohl Dynamikbereich als auch Signalfolgegeschwindigkeit erreicht und folglich die Sensoreigenschaften wesentlich verbessert werden können. Dies führte zu einem sogenannten digitalen SQUID-Sensor.

Das hier vorliegende Konzept zeichnet sich durch einen überschaubaren schaltungstechnischen Integrationsgrad aus und ist dennoch durch hochgradig komplexe Wechselwirkungen charakterisiert.

In ihrer Dissertationsschrift behandelt Frau Haverkamp genau dieses Wechselspiel von Einflussgrößen unter besonderer Berücksichtigung der Auswirkungen auf Linearität, Auflösung und Dynamikbereich und leitet Schlussfolgerungen für einen optimalen Entwurf unter gegebenen technologischen Herstellungsbedingungen ab.

Mit ihrer konsequenten Hinwendung zur Einheit von Experiment und theoretischer Behandlung und den systematischen und durchgängigen Bestrebungen um praktische Umsetzbarkeit der Erkenntnisse setzt sie dabei wesentliche Akzente.

Die Autorin beschränkt sich in der vorliegenden Darstellung nicht nur auf Wirkprinzipien und Bauelemente sondern führt den Leser noch in dem Maße in die Grundlagen der

Supraleitungselektronik und die Funktion der Grundsaltungen ein, wie sie für das weitere Verständnis erforderlich sind. Damit wird die Dissertationsschrift zu einer für sich stehenden Arbeit, die auch dem Anspruch nach allgemeiner Betrachtung von Effekten in Mixed-Signal-Elektronikshaltungen mit geringen Signalpegeln auf vorteilhafte Weise gerecht wird.

Sie ist damit empfehlenswert für Wissenschaftler und Ingenieure, die auf dem Gebiet der Erforschung und Entwicklung von Lösungen für höchstempfindliche Instrumente zur Magnetfeld- und damit verbunden ggf. auch Strommessung sowie auf dem Gebiet der supraleitenden Elektronik aktiv sind.

Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Hannes Töpfer

Kurzzusammenfassung

Hochauflösende mobile Magnetfeldmessungen im unabgeschirmten Erdmagnetfeld stellen hohe Anforderungen an Bandbreite und Dynamikbereich des verwendeten Sensorsystems. Die in Biomedizin und Geoexploration derzeit eingesetzten supraleitenden Quanteninterferometer (DC-SQUID) erreichen eine Auflösung im fT-Bereich, müssen jedoch aufgrund ihrer periodischen Kennlinie mit Hilfe einer Flussregelschleife in ihrem Arbeitspunkt gehalten werden, was zu einer Begrenzung der maximalen Feldänderung und damit der erlaubten Bewegungsgeschwindigkeit führt.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem alternativen Konzept des Digital-SQUIDs, eines als Flussquantenzähler arbeitenden Magnetfeldsensors, welcher als Delta-Modulator einen theoretisch unbegrenzten Dynamikbereich besitzt. Das von Reich/Ortlepp entwickelte Schaltungskonzept wurde in ein selbst entwickeltes Messsystem eingebettet und unter Zuhilfenahme von Ansätzen aus Systemtheorie und Signalverarbeitung evaluiert. Der Schwerpunkt wurde hierbei auf die Analyse und Optimierung von Linearität und Dynamikbereich unter Berücksichtigung von Rauscheinflüssen und Nichtlinearitäten gelegt. Die Ursachen für die praktische Begrenzung von Auflösung und Dynamikbereich wurden abgeleitet. Des Weiteren wurden die Einflussparameter auf diese Kenngrößen sowie ihre komplexen Wirkzusammenhänge identifiziert und Schlussfolgerungen unter den gegebenen technologischen Rahmenbedingungen gezogen. Der umfangreiche experimentelle Teil der Arbeit bestätigt die erarbeitete Theorie.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen wurden Entwurfsregeln abgeleitet, welche zur Optimierung des Systems hinsichtlich der geforderten Kenngrößen führen. Darüber hinaus wurden Maßnahmen aufgezeigt und diskutiert, welche für einen Einsatz des Systems im unabgeschirmten Erdmagnetfeld erforderlich sind. Erste Maßnahmen wurden in einem neuen Entwurf bereits implementiert.

Das Ergebnis der Arbeit ist ein wichtiger Beitrag zur Überführung des vorliegenden Schaltungskonzepts in ein praktisches hochauflösendes Messsystem zum mobilen Einsatz im Freifeld.

Abstract

Measurements of extremely weak magnetic fields in unshielded environments require mobile sensors providing a high dynamic range and slew rate. At present, analog Superconducting Quantum Interference Devices (DC-SQUIDs) are favored for applications necessitating a flux resolution within the fT-range. Due to the periodic voltage-flux characteristics those devices exhibit, a flux locked loop is required to keep the sensor in its operation point. The additional electronics lead to a limitation of the dynamic field change (slew rate) and thus of mobility.

The present work deals with the Digital-SQUID as an alternative concept to the analog solutions. The sensor works as a counter of magnetic flux quanta. It is based on a delta modulation scheme thus exhibiting a theoretically infinite dynamic range. During this work, a measurement system was developed embedding the integrated circuit that had been designed by Reich/Ortlepp. The measurement system was evaluated using approaches from signal and system theory. The main focus was put on the analysis and optimization of linearity and dynamic range taking into account the effects of noise and non-linear distortion. The reasons for the practical limitation of the dynamic range could hence be identified. Furthermore, the parameters influencing the required properties as well as their mutual interdependence were derived. The comprehensive experimental part of the work validates the theory on the cause-effect relationships.

The knowledge gained was used to derive design rules permitting to optimize the system with regard to the required parameters. In addition, further steps necessary for running the sensor in magnetically unshielded environment were introduced and discussed. First measures were already implemented in an improved circuit design.

The results of the presented work make an important contribution to the transfer of a laboratory-based magnetic field sensor concept into a measurement system for mobile applications with extremely high sensitivity in magnetically unshielded environments.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	III
Formelzeichen und Symbole	V
1 Einleitung/Motivation	1
2 Grundlagen AD-Wandlung und Deltamodulator	5
2.1 Kenngrößen zur Beurteilung von AD-Wandlern	5
2.1.1 Überblick	5
2.1.2 Statische Kenngrößen	5
2.1.3 Dynamische Kenngrößen	8
2.2 Der Deltamodulator	11
2.2.1 Funktionsprinzip	11
2.2.2 Rauscheinflüsse	13
2.2.3 Lineare Übertragungsfunktion	16
2.2.4 Anstiegsübersteuerung (<i>Slope Overload</i>)	18
3 Digital-SQUID – Umsetzung des Deltamodulators	21
3.1 Grundlagen der Supraleitung	21
3.1.1 Historie	21
3.1.2 Flussquantisierung in einer supraleitenden Schleife	23
3.1.3 Der Josephson-Kontakt als aktives Element in der supraleitenden Elektronik	25
3.2 Funktionsprinzip des Digital-SQUIDs	29
3.2.1 Historische Entwicklung von digitalen supraleitenden Magnetfeld- sensoren	29
3.2.2 Schaltungsübersicht	31
3.2.3 Funktionsweise der einzelnen Schaltungsblöcke	32
3.3 Betrachtung des Digital-SQUIDs als Deltamodulator	40

4	Messumgebung und Messobjekt	43
4.1	Messaufbau	43
4.2	Messdatenauswertung	46
4.3	Technische Umsetzung des Digital-SQUIDs	50
5	Analyse des Sensors	53
5.1	Eigenschaften des Quantisierers	53
5.2	Nichtlineare Verzerrungen	57
5.2.1	Totzone	57
5.2.2	Anstiegsübersteuerung	65
5.2.3	Wirkung der Grauzone auf den Sensor	70
5.3	Dynamikbereich	74
6	Optimierung des Sensors	79
6.1	Übersicht über Zielgrößen und Einflussparameter	79
6.2	Komparator	81
6.2.1	Schwellwert/Totzone	81
6.2.2	Komparatorgrauzone	81
6.3	Einkoppelspule	85
6.3.1	Spuleninduktivität	85
6.3.2	Induktivitätsanpassung	88
6.4	Robustheit gegenüber externen Magnetfeldern	95
6.5	Taktfrequenz	99
7	Zusammenfassung und Ausblick	101
A	MATLAB-Quellcode für Verhaltensmodell	105
B	Algorithmus zur Ermittlung lokaler Extrema	110
	Literaturverzeichnis	111

Abkürzungsverzeichnis

AD	Analog-Digital
a. u.	willkürliche Einheiten (<i>arbitrary units</i>)
BCS-Theorie	mikroskopische Theorie von J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. zur Erklärung der Supraleitung
ca.	circa
CMOS	Prozess zur Herstellung integrierter Schaltkreise in der Halbleiterelektronik; auch Name einer auf diesem Prozess basierenden halbleitenden Logikfamilie (<i>complementary metal-oxide semiconductor</i>)
d. h.	das heißt
DA	Digital-Analog
DAC	Digital-Analog-Wandler (<i>digital-to-analog converter</i>)
dB	Dezibel
dBc	Leistung bezogen auf die Leistung des angelegten Nutzsignals in dB
dBFS	Leistung bezogen auf die Leistung an der Aussteuergrenze in dB
DC	Gleichstrom (<i>direct current</i>)
DM	Deltamodulator
DPCM	differentielle Puls-Code-Modulation
DROS	Doppel-Relaxation-Oszillation-SQUID (<i>double relaxation oscillation SQUID</i>)
ENOB	effektive Auflösung (effective number of bits)
FFT	schnelle Fouriertransformation (<i>fast fourier transformation</i>)
FIB	Ionenfeinstrahlanlage (<i>focused ion beam</i>)
FLL	Flussregelschleife (<i>flux locked loop</i>)
FS	maximale Aussteuerung/Gesamtmessbereich/Aussteuergrenze (<i>full scale</i>)

ggü.	gegenüber
HTS	Hochtemperatursupraleitung
i. A.	im Allgemeinen
IPHT	Institut für Photonische Technologien
JTL	Josephson-Übertragungsleitung (<i>Josephson transmission line</i>)
LSB	niederwertiges Bit (<i>least significant bit</i>)
PC	Personalcomputer
PCM	Puls-Code-Modulation
PXI	PC-basierte Plattform für Prüf-, Mess-, Steuer- und Regelanwendungen
RCSJ	<i>resistively and capacitively shunted junction</i>
rekonstr.	rekonstruiert
RSFQ	resistive Einzelflussquantenlogik <i>rapid single flux quantum</i>
s. a.	siehe auch
SFDR	Verhältnis zwischen Nutzsignalleistung und Leistung der größten Verzerrung (<i>spurious free dynamic range</i>)
SFQ	Einzelflussquant (<i>single flux quantum</i>)
SH _{IPHT}	Abschirmhülse (am IPHT in Jena gefertigt)
SH _{Japan}	Abschirmhülse (in Japan gefertigt)
SINAD	Verhältnis zwischen Nutzsignalleistung und Summe der Leistungen von Verzerrungen und Rauschen (<i>signal to noise and distortion ratio</i>)
SIS	geschichtete Struktur aus Supraleiter, Isolator und Supraleiter
SNDR	Verhältnis zwischen Nutzsignalleistung und Summe der Leistungen von Verzerrungen und Rauschen (<i>signal to noise and distortion ratio</i>)
SQUID	supraleitendes Quanteninterferometer (<i>superconducting quantum interference device</i>)
THD	Verhältnis zwischen Nutzsignalleistung und der Summe der Leistung der Harmonischen (<i>total harmonic distortion</i>)
v. Chr.	vor Christi Geburt
vgl.	vergleiche
WDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
z. B.	zum Beispiel

Liste häufig verwendeter Formelzeichen und Symbole

A_A	Antennenfläche
A_{spule}	Spulenfläche
A_{SQ}	Fläche der Einkoppelspule (direkt am Komparator angeschlossen)
B	magnetische Flussdichte
B_{LSB}	niederwertiges Bit bezogen auf magnetische Flussdichte
C	Kapazität
E	Rauschquelle
E_W	Rauschquelle für Wandlungsrauschen
E_Q	Rauschquelle für Quantisierungsrauschen
GZ	Grauzone
GZ_I	Komparatorgrauzone mit Bezugsgröße Strom (s. a. $\Delta I_{sig\ DC}$)
GZ_Φ	Grauzone mit Bezugsgröße magnetischer Fluss
H	Übertragungsfunktion
H_C	kritisches Magnetfeld
He	Helium
I	Strom
I_{bias}	Versorgungsstrom
I_b	Versorgungsstrom
I_c	kritischer Strom
I_{clk}	Taktstrom
I_C	Strom im kapazitiven Zweig
I_R	Strom im resistiven Zweig
\hat{I}_{in}	Amplitude des Eingangsstroms/Erregerstroms
I_{comp}	Korrekturstrom zur Beeinflussung der Komparatorgrauzone
I_{loop}	Kreisstrom, der durch das externe Magnetfeld induziert wird und diesem entgegenwirkt

I_S	Suprastrom
$I_{sig\ DC}$	Signalstrom (Komparatoreingangsstrom bei angeschlossener Einkoppelspule)
I_{sig}	Korrekturstrom zu Verschiebung vom Komparatorschwellstrom
I_{th}	Komparatorschwellstrom
	I_{th+} Komparatorschwellstrom im positiven Teil des Taktzyklus'
	I_{th-} Komparatorschwellstrom im negativen Teil des Taktzyklus'
J	Josephson-Kontakt
J_C	kritische Stromdichte
L	Induktivität
L_{SQ}	Induktivität der Einkoppelspule (direkt am Komparator angeschlossen)
L_T	Induktivität der Transformerspule, welche in die Einkoppelspule koppelt
L_A	Induktivität der Antenne
L_{J0}	Induktivität des supraleitenden Zweigs für kleine Phasen φ
L_{err}	Induktivität der Erregerschleife
M	Gegeninduktivität
N	Anzahl der in die FFT eingehenden Stützstellen
P	Leistung
P_{sig}	Nutzsignalleistung
$P_{sig\ FS}$	Signalleistung bei Vollaussteuerung
P_{noise}	Rauschleistung
P_{dist}	Leistung aller Harmonischen im Nutzband
$P_{worst\ dist}$	Leistung der stärksten Harmonischen
P_{schalt}	Schaltwahrscheinlichkeit
R	Widerstand
	R_N intrinsischer Tunnelwiderstand des Isolators für ungepaarte Ladungsträger
	R_S parallelgeschalteter Widerstand (<i>shunt resistance</i>)
S_Φ	maximale Flankensteilheit eines sinusförmigen Signals
$S_{\Phi max}$	maximaler Signalanstieg, dem das Sensorsystem bei gegebener Taktfrequenz zu folgen vermag
SFQ	SFQ-Impuls
	SFQ_{in} Eingangs-SFQ-Impuls

	SFQ_{out}	Ausgangs-SFQ-Impuls
	SFQ_{clk}	SFQ-Takt-Impuls
T_0		Dauer des Beobachtungsfensters
T_C		kritische Temperatur
T_{clk}		Taktperiode
U		Spannung
	$U_{=}$	Gleichspannung
	U_{clk}	Taktspannung
	U_{sig}	Korrekturspannung zu Verschiebung vom Komparatorschwellstrom
	U_{comp}	Korrekturspannung zur Beeinflussung der Komparatorgrauzone
	U_{bias}	Versorgungsspannung
	U_{out}	Ausgangsspannung
X		Signal
	X_d	Differenzsignal
	X_{in}	Eingangssignal
	X_{rec}	rekonstruiertes Signal
	$X_{dig out}$	digitales Ausgangssignal (dimensionslos)
	X_{fb}	Rückkoppelsignal
a		Länge der Aussenkante einer planaren quadratischen Spule
d		Länge der Innenkante einer planaren quadratischen Spule
e		Elementarladung
f_0		Frequenzauflösung der FFT
f		Frequenzvariable
	f_{clk}	Taktfrequenz
	f_{in}	Frequenz des Eingangssignals
	f_{sig}	Signalfrequenz
	f_s	Abtastfrequenz
	$f_{stör}$	Frequenz des Störsignals
h		Planck'sches Wirkungsquantum
j		imaginäre Einheit
k		Zähindex (Frequenzkomponente)

k_0	Anzahl der Flussquanten, die den Ring zum Zeitpunkt des Übergangs vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand durchsetzen
n	Windungszahl des Flusstransformators
m	Geradensteigung
\vec{r}	Ortsvektor
t	Zeitvariable
t_0	Startzeitpunkt
w_p	Leiterbreite einer planaren quadratischen Spule
x_{LSB}	ideale Codebreite, theoretische Auflösung
β_C	McCumber-Parameter
$\Delta I_{sig\ DC}$	Komparatorgrauzone mit Bezugsgröße Strom (s. a. GZ_I)
μ	Erwartungswert
σ	Standardabweichung
σ^2	Varianz
τ	Verzögerungszeit
ϕ	orts- und zeitabhängige Phase der Wellenfunktion
φ	Phasendifferenz
Φ	magnetischer Fluss
Φ_0	magnetisches Flussquant
Φ_{ext}	externer Fluss, der in die supraleitende Schleife einzudringen versucht
Φ_Σ	resultierender Fluss in der supraleitenden Schleife
$\hat{\Phi}_{sig}$	Signalamplitude bezogen auf den magnetischen Fluss
$\hat{\Phi}_{stör}$	Amplitude des Störsignals bezogen auf magnetischen Fluss
Ψ	Wellenfunktion
Ψ_Φ	Leistungsdichtespektrum bezogen auf magnetischen Fluss
ω_p	Plasmafrequenz

Kapitel 1

Einleitung/Motivation

Schon im Altertum beschäftigte sich der Mensch mit der Vermessung seiner Umwelt, um Voraussagen für die Zukunft treffen zu können. Neben der für agrokulturelle und religiöse Zwecke notwendigen Zeitmessung mittels Sonnen- oder Wasseruhr gewannen auch Längen- und Winkelmessung zu Landvermessungs- und Navigationszwecken immer mehr an Bedeutung. Im Laufe der Zeit wurden die zu messenden physikalischen Größen vielfältiger und die Anzahl der Messverfahren sowie deren Genauigkeit immer größer. Mit einer frei aufgehängten Nadel, welche sich näherungsweise in Nord-Süd-Richtung ausrichtet, wurde bereits im Jahre 83 v. Chr. in China der erste Kompass als einfaches Messgerät für magnetische Größen – das Erdmagnetfeld – verwendet [1]. Ein Verfahren, dessen absolute Größe zu bestimmen, wurde erst 1832 mit dem Unifilarmagnetometer von C. F. Gauß entwickelt [2]. In den folgenden Jahren wurden die Methoden zur Messung von Magnetfeldern stetig verfeinert. Diese Arbeit beschäftigt sich mit einem möglichen Messverfahren zur hochauflösenden Messung von Magnetfeldern auf der Basis eines supraleitenden Sensors.

Verschiedene technische Aufgaben erfordern hochsensible Magnetfeldmessungen, bei denen herkömmliche Verfahren wie Saturationskernsonden, magneto-induktive und magneto-resistive Magnetometer mit einer Auflösung im nano- bis pico-Tesla-Bereich [3] an ihre Grenzen stoßen. Derartige Anwendungen finden sich unter anderem im medizinischen Bereich zur Durchführung von nicht-invasiven Messungen wie z. B. fetales Herzmonitoring mittels Magnetokardiografie [4] sowie im Bereich der Geoexploration. Für diese Aufgaben werden daher häufig supraleitende Sensoren – sogenannte DC-SQUIDs (*direct current superconducting quantum interference device*) – eingesetzt, welche Auflösungen im femto-Tesla-Bereich ermöglichen [5]. So kam beispielsweise 2005 in einem vom Bundesministerium für Bildung und Forschung geförderten Verbundprojekt zur Erforschung archäologischer Stätten bei Nazca in Peru ein DC-SQUID-System des Instituts für Photo-

nische Technologien (IPHT) Jena erfolgreich zum Einsatz [6], weitere auf diesem System basierende Messungen wurden 2008 im Orchon Tal in der Mongolei durchgeführt [7].

Neben der archäologischen Anwendung ist ein anderes Feld der Geoexploration die Erkundung von potenziellen Abbaugebieten für Mineralien. Mit der Entwicklung neuer Technologien wächst weltweit der Bedarf an mineralischen Rohstoffen. Eine Studie des Fraunhofer-Instituts für System- und Innovationsforschung prognostiziert für 2030 einen Bedarf, der die Weltproduktionsmenge im Jahr 2006 für einzelne Rohstoffe um das bis zu 6-fache überschreiten soll [8]. Dabei gewinnt die Geoexploration mehr und mehr an Bedeutung: so haben sich die bei den Bergbauunternehmen weltweit zur Verfügung stehenden Budgets für Bodenerkundung zwischen 2002 und 2010 näherungsweise versechsfacht auf ca. 12 Mrd. US-Dollar [9]. Ein Bericht des Instituts für Zukunftsstudien und Technologiebewertung empfiehlt neben der vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie bereits geförderten Vorfelderkundung in ökologisch hochsensiblen Gegenden wie der Antarktis auch eine Neubewertung der geologischen Vorkommen in Deutschland [10]. Daraus ergibt sich der dringende Bedarf an hochauflösenden, nicht-invasiven Verfahren zur Bodenerkundung, welche leicht flächendeckend eingesetzt werden können.

Während es in der klinischen Anwendung möglich ist, die Messungen in einer geschirmten Umgebung durchzuführen, ist das Magnetometer bei der Anwendung zur Geoexploration dem Erdmagnetfeld in vollem Umfang ausgesetzt. Hinzu kommt, dass der Sensor eine Bewegung im Erdmagnetfeld zulassen muss, da das Gelände bei derartigen Messungen häufig abgerastert wird. Eine solche Bewegung stellt erhöhte Anforderungen an Bandbreite und Dynamikbereich des Sensorsystems, denn eine Drehung im Erdmagnetfeld kommt einer Feldänderung im zweistelligen μT -Bereich gleich, während gleichzeitig eine Auflösung im pT -Bereich gefordert wird. Die erlaubte Bewegungsgeschwindigkeit wird von der Bandbreite des Systems begrenzt. DC-SQUIDS müssen aufgrund ihrer periodischen Kennlinie mit Hilfe einer Flussregelschleife in ihrem Arbeitspunkt gehalten werden. Diese wird bei Raumtemperatur betrieben und ist u. a. durch den notwendigen externen Analog-Digital-Wandler in ihrer Bandbreite begrenzt [5]. Trotz erheblicher Fortschritte in der Systementwicklung können DC-SQUIDS daher bei Freifeldmessungen nur in einer gradiometrischen Anordnung eingesetzt werden.

Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Messverfahren wird der Effekt der Quantisierung des magnetischen Flusses in einem supraleitenden Ring genutzt, die es erlaubt, durch Zählen der quantisierten Größe das zu untersuchende Magnetfeld zu bestimmen. D. h. die Analog-Digital-Wandlung wird bereits im supraleitenden Teil des Systems durchgeführt und das Signal in digitalisierter Form ausgegeben. Der auf dem Prinzip der Deltamodulation beruhende Sensor hat durch die intrinsische Rückkopplung einen theoretisch

unbegrenzten Dynamikbereich, während die mögliche Bandbreite an die Taktfrequenz gekoppelt ist. Die dafür notwendige Schaltung wurde im Rahmen des DIGI-SQUID-Projekts (2002-2006) von T. Reich und T. Ortlepp entworfen und lag zu Beginn dieser Arbeit als Demonstrator vor. Ziel der Arbeit ist die Charakterisierung und Optimierung des Demonstrators, über dessen Eigenschaften, insbesondere das Wechselspiel der Parameter, wenig bekannt war. Daher ist es zunächst notwendig, eine geeignete Messumgebung zu schaffen, die eine Arbeitspunkteinstellung und -kontrolle ermöglicht, welche die Grundlage für eine umfassende Analyse der Sensoreigenschaften darstellt. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird der Sensor evaluiert und analysiert, um die Einflussgrößen auf sein Verhalten zu identifizieren. Neben der in der supraleitenden Digitalelektronik verbreiteten Transientensimulation werden Modellierungsansätze aus der Systemtheorie verwendet, welche den Sensor auf einer höheren Abstraktionsebene betrachten. Auf Basis der neugewonnenen Kenntnisse werden Entwurfsregeln zur Optimierung der Schaltung hinsichtlich Auflösung und Dynamikbereich abgeleitet.

Abbildung 1.1 veranschaulicht die Struktur der Arbeit und den Zusammenhang zwischen den einzelnen Kapiteln.

Da der Sensor als Analog-Digital-Wandler nach dem Deltamodulatorprinzip arbeitet, werden etablierte Kenngrößen für Analog-Digital-Wandler aus der Halbleitertechnik für die

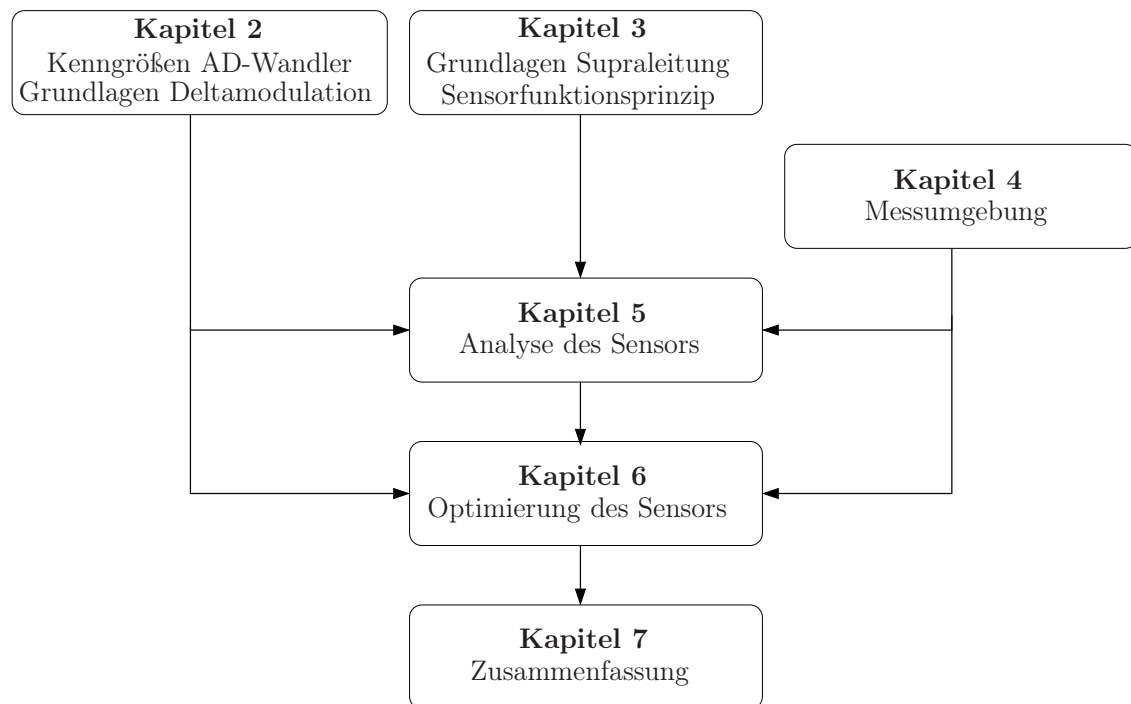


Abb. 1.1: Struktur der Arbeit

Evaluierung des Sensors herangezogen. Daher wird in **Kapitel 2** zunächst ein Überblick über die in der Literatur üblichen Größen vermittelt. Anschließend wird das Konzept der Deltamodulation unter Verwendung eines der Literatur entnommenen Modells erläutert und von der Autorin auf Grundlage des linearisierten Modells die Übertragungsfunktion des Deltamodulators hergeleitet.

Kapitel 3 ist dem Funktionsprinzip des Sensors gewidmet: nach einer kurzen Einführung in die für das Verständnis benötigten Grundlagen der Supraleitung wird die Funktionsweise der einzelnen Schaltungsteile erläutert und die Gesamtschaltung auf den Deltamodulator zurückgeführt.

Im **Kapitel 4** wird die Messumgebung vorgestellt, welche neben kommerziell erhältlicher Hardware auch Eigenentwicklungen der Arbeitsgruppe unter Mitwirkung der Autorin beinhaltet. Schwerpunkt wird dabei auf die von der Autorin entwickelten Methoden zur Datenauswertung gelegt, welche als Benutzeroberfläche unter LabView implementiert wurden. Durch die Quasi-Echtzeitdarstellung stellt diese dem Nutzer eine zeitnahe Rückkopplung zur Verifizierung des Arbeitspunktes zur Verfügung. Im weiteren Verlauf wird kurz auf die konkrete Schaltung sowie die Spulenkonfigurationen der untersuchten Chips und deren Herstellungstechnologie eingegangen.

Kapitel 5 dient der Charakterisierung des Sensors. Anhand der Ergebnisse der von der Autorin durchgeführten Messungen werden Effekte, welche die Leistungsfähigkeit des Sensors einschränken, betrachtet sowie deren Ursachen identifiziert und die zugrundeliegende Theorie hergeleitet. Mittels dieser Theorie werden Einflussgrößen ausfindig gemacht, mit dem das Verhalten des Sensors manipuliert werden kann. Die Validität der getroffenen Annahmen wird messtechnisch verifiziert.

Basierend auf den in **Kapitel 5** erarbeiteten Ergebnissen werden in **Kapitel 6** Ansätze zur Optimierung des Sensors bezüglich der für eine Anwendung in der Geoexploration geforderten Größen „Auflösung“ und „Dynamikbereich“ gegeben und diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen Analog-Digital-Wandlung und Deltamodulator

2.1 Kenngrößen zur Beurteilung von Analog-Digital-Wandlern

2.1.1 Überblick

In der Literatur werden bei den Kenngrößen für Analog-Digital-Wandler (AD-Wandler) im allgemeinen zwei Kategorien unterschieden: die der *statischen* und die der *dynamischen* Parameter [11, 12]. Diese Kenngrößen orientieren sich an der Funktionsweise von amplitudenbegrenzten Wandlern – den besonderen Eigenschaften des Deltamodulators werden sie nicht immer gerecht. Da die Definitionen der einzelnen Kenngrößen je nach Autor voneinander abweichen, werden in den folgenden Abschnitten wichtige Kenngrößen definiert und erläutert und die bei der Umsetzung auf den Deltamodulator auftretenden Schwierigkeiten aufgezeigt.

2.1.2 Statische Kenngrößen

Zur Veranschaulichung der wesentlichen statischen Kenngrößen dient Abb. 2.1 (a), die die Übertragungsfunktionen und den Quantisierungsfehler eines idealen 3-bit AD-Wandler darstellt. Die Stufenhöhe entspricht dem kleinstmöglichen Quantisierungsschritt des AD-Wandlers und damit dem niederwertigen Bit (LSB). Die Verstärkung des Wandlers ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen Stufenhöhe und Codebreite, d.h. dem Abstand zwischen benachbarten Schwellwerten und entspricht der Steigung der eingezeichneten Geraden m . Bei Wandlern, welche nach dem Überabtastungsprinzip arbeiten, entsteht die

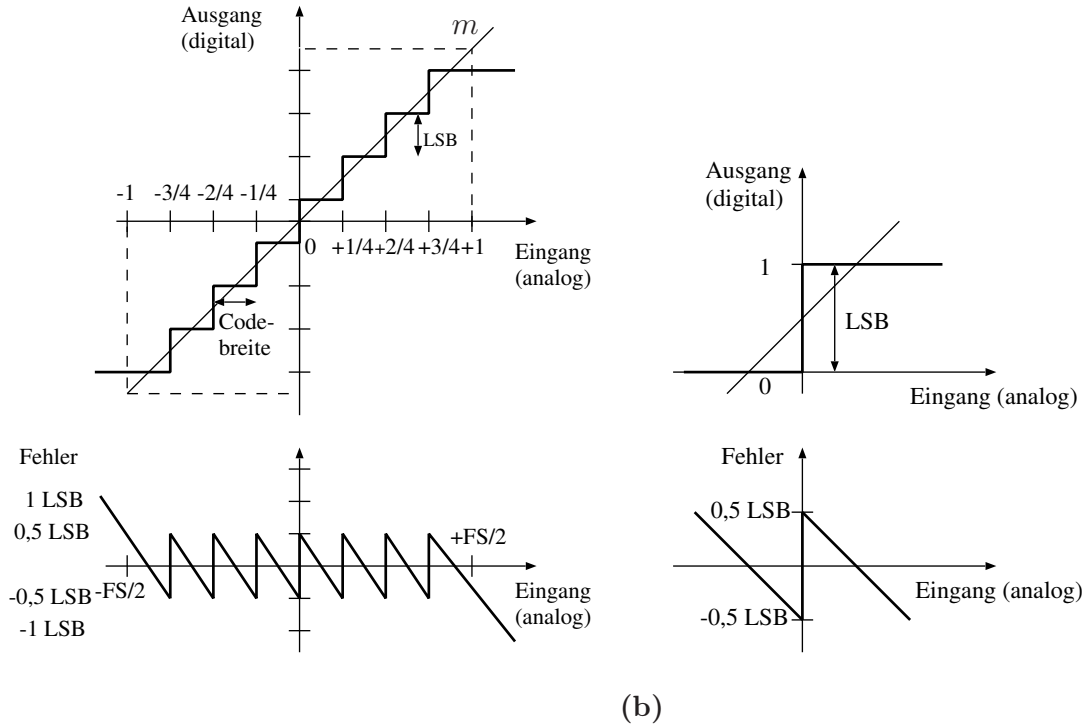


Abb. 2.1: Ideale Übertragungsfunktionen und Quantisierungsfehler für (a) einen bipolaren 3-bit AD-Wandler (b) einen 1-bit Quantisierer (Komparator) [13, 14].

abgebildete Übertragungsfunktion des 3-bit Wandlers durch eine Aneinanderreihung der Übertragungsfunktionen von Komparatoren (vgl. Abb. 2.1(b)).

- **maximale Aussteuerung/Gesamtmessbereich/Aussteuergrenze:** Die maximale Aussteuerung, oft als *Full Scale* (FS bzw. FS/2 für bipolare Wandler) bezeichnet, kennzeichnet den maximalen Absolutwert, den das Eingangssignal annehmen darf, damit der Wandler nicht übersteuert wird. Beim Deltamodulator ist dieser Wert theoretisch unendlich, da er nicht die absolute Amplitude des Eingangssignals auswertet, sondern jeweils die Differenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Werten. Infolgedessen wird der Deltamodulator nicht durch eine zu hohe Amplitude sondern durch eine zu schnelle Änderung des Eingangssignals übersteuert.
- **Auflösung:** Die Auflösung eines AD-Wandlers wird durch die kleinste unterscheidbare Differenz des Eingangssignals gekennzeichnet. Die theoretische Auflösung entspricht daher der idealen Codebreite in Höhe von x_{LSB} [15]. Oft wird die theoretische Auflösung in Bit angegeben nach der Beziehung

$$\text{theoretische Auflösung [bit]} = \log_2 \left(\frac{FS}{x_{LSB}} \right) \quad (2.1)$$

Die effektive Auflösung wird durch eine Unschärfe im Codeübergang bestimmt, welcher durch das Wandlungsrauschen verursacht wird (vgl. Abb. 2.2). Ermittelt wird die effektive Auflösung durch Aussteuerung des Wandlers mit einem konstanten Eingangssignal und Erfassung der Ausgangscodes über einen längeren Zeitraum und Darstellung ihrer Häufigkeiten in einem Histogramm. Die Standardabweichung σ der Verteilung entspricht dem Effektivwert des Rauschens. Daraus ergibt sich die effektive Auflösung nach [16] als

$$\text{effektive Auflösung [bit]} = \log_2 \left(\frac{FS}{\sqrt{2}\sigma \cdot x_{LSB}} \right). \quad (2.2)$$

Eine ausführlichere Beschreibung der Ermittlung der effektiven Auflösung mit Hilfe der Histogrammtechnik findet sich in [17]. Alternativ wird die effektive Auflösung häufig als dynamische Kenngröße klassifiziert und aus dem Leistungsdichtespektrum des rekonstruierten Signals ermittelt (s. Definition ENOB 2.1.3).

Beim Deltamodulator wird der Codeübergang sowohl durch das Wandlungsrauschen im Komparator als auch durch das im Digital-Analog-Wandler (DA-Wandler) im Rückkopplungsweig beeinflusst. Bei einem idealen DA-Wandler in der Rückkopp-

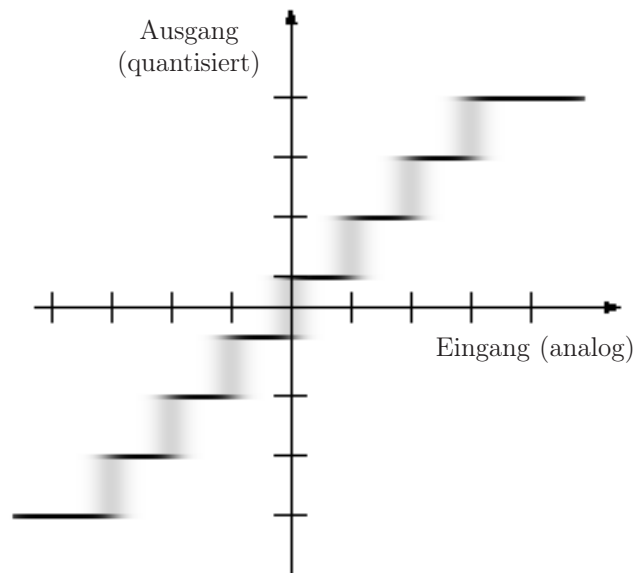


Abb. 2.2: Übertragungsfunktion eines mit Wandlungsrauschen beaufschlagten AD-Wandlers [16]. Die Codeübergänge streuen statistisch um den Idealfunkt. Je dunkler der dargestellte Bereich, desto größer die Wahrscheinlichkeit, dass der Codeübergang an dieser Stelle stattfindet.

lung wird unabhängig von der momentanen Codebreite immer genau ein x_{LSB} zurückgekoppelt. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit, dass Fehlentscheidungen des Komparators im nächsten Takt kompensiert werden, so dass die Entscheidungsschärfe des Komparators nicht in voller Höhe zum Tragen kommt.

- **Linearitätsfehler:** Linearitätsfehler können in zwei Formen auftreten: Weicht die Codebreite von der idealen Codebreite ab, spricht man von *differentieller Nichtlinearität*, welche meist relativ zu x_{LSB} angegeben wird. Überschreitet der Betrag der differentiellen Nichtlinearität die Höhe von einem x_{LSB} , kann sie zu sogenannten „missing codes“ bzw. zu Störungen in der Monotonie führen. Die *Integrale Nichtlinearität* bezeichnet die Abweichung der Codeübergänge von den Codeübergängen der idealen Übertragungskennlinie. Auch die integrale Nichtlinearität wird in Bezug auf x_{LSB} angegeben [12, 18].
- **Offsetfehler:** Der Offsetfehler wird durch eine Parallelverschiebung der Übertragungskennlinie bezogen auf die ideale Übertragungskennlinie verursacht.
- **Verstärkungsfehler:** Der Verstärkungsfehler beschreibt eine Abweichung der Steigung der realen Übertragungskennlinie zur idealen Übertragungskennlinie, d.h. mit zunehmendem Codewert wird die Codebreite kleiner bzw. größer, was dazu führt, dass der Wandler bereits vor dem Erreichen des Endwerts in die Sättigung geht bzw. dass der Endwert erreicht ist, bevor der Wandler voll angesteuert ist. Prozentual ist die Abweichung an allen Punkten gleich [15].

Bei Wandlern, welche mit 1-bit Quantisierern und Überabtastung arbeiten, sind Verstärkungs- und Offsetfehler systembedingt nicht von Bedeutung.

2.1.3 Dynamische Kenngrößen

Da für die meisten dynamischen Kenngrößen die Verwendung von Abkürzungen aus dem englischen Sprachraum üblich ist, werden sie im folgenden unter den entsprechenden Abkürzungen aufgelistet und erläutert [13, 19]. Als Veranschaulichung soll Abb. 2.3 dienen.

Die Frequenzkomponenten in Abb. 2.3 sind in dBFS dargestellt, d.h. die Leistung der jeweiligen Frequenzkomponente k ist auf die Leistung an der Aussteuergrenze bezogen mit

$$10 \cdot \log_{10} \frac{P(k)}{P_{FS}}.$$

f_{sig} bezeichnet die Frequenz des angelegten Nutzsignals, f_0 die Frequenzauflösung oder Frequenzintervall (*frequency bin*) der schnellen Fouriertransformation (*fast fourier trans-*

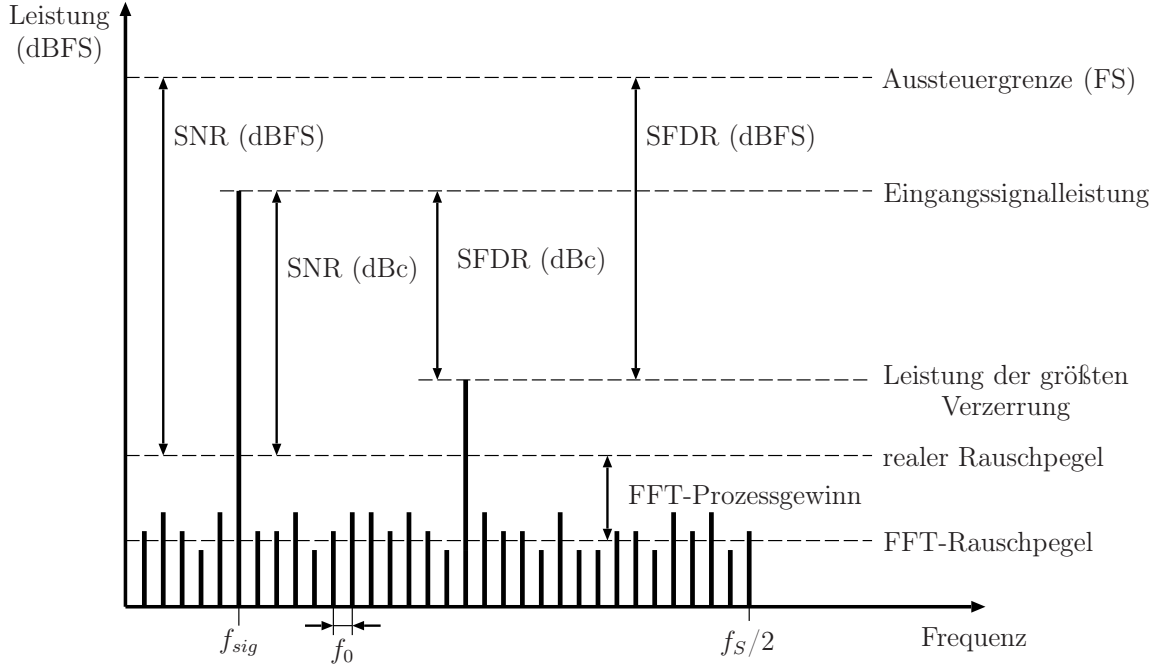


Abb. 2.3: Veranschaulichung der mit Hilfe des Leistungsspektrums gewonnenen dynamischen Kenngrößen nach [19, 20].

formation FFT). Diese ist abhängig vom Beobachtungsfenster T_0 bzw. von der FFT-Länge, d.h. der Anzahl N der in die Berechnung eingehenden Datenpunkte sowie der Abtastfrequenz f_s und berechnet sich nach der Formel

$$f_0 = \frac{f_s}{N} = \frac{1}{T_0}. \quad (2.3)$$

Der FFT-Prozessgewinn ist eine theoretische Hilfsgröße, welche es erlaubt, die mittlere Rauschleistung von weißem Rauschen direkt aus dem Leistungsspektrum abzulesen, ohne die einzelnen Frequenzanteile aufzusummieren. Im mit Hilfe der Diskreten FFT ermittelten Leistungsspektrum entspricht der bei einer Frequenz angezeigte Wert der auf das Frequenzintervall f_0 entfallenden Leistung [21]. Aus diesem Grund ist der angezeigte Wert abhängig von der Größe des betrachteten Frequenzintervalls f_0 bzw. von der Anzahl der in die FFT eingehenden Stützpunkte N . Die Wirkungsweise der FFT entspricht der eines Spektrumanalysators, welcher eine Filterbank aus schmalbandigen Filtern unterschiedlicher Mittenfrequenzen besitzt. Der angezeigte Wert stellt die Rauschleistung dar, die in der jeweiligen Filterbandbreite $f_0 = f_s/N$ liegt [22]. Mit steigendem N sinkt damit der FFT-Rauschpegel bei konstanter mittlerer Rauschleistung. Zur Ermittlung der mittlere-

ren Rauschleistung des weißen Rauschens muss der FFT-Rauschpegel zunächst durch f_0 dividiert und anschließend mit $f_s/2$ multipliziert werden, d.h.

$$\begin{aligned} P_{noise} &= \frac{\text{angezeigter Wert}}{f_0} \cdot \frac{f_s}{2} \\ &= \frac{\text{angezeigter Wert} \cdot N}{f_s} \cdot \frac{f_s}{2} \\ &= \text{angezeigter Wert} \cdot \frac{N}{2}. \end{aligned}$$

Dabei wird $N/2$ bzw. $10 \cdot \log_{10}(N/2)$ als FFT-Prozessgewinn bezeichnet [19].

- **SNR (*signal to noise ratio*)**: Signal-Rausch-Abstand, d.h. Verhältnis zwischen Signalleistung und Rauschleistung im Nutzband. Je nachdem, ob als Referenzgröße die am Eingang angelegte Signalleistung oder die Leistung bei maximaler Aussteuerung verwendet wird, wird die entsprechende Größe in dBc (*dB carrier*) oder dBFS (*dB full scale*) angegeben.

$$SNR = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{sig}}{P_{noise}} \right) \quad (2.4)$$

- **SNDR (*signal to noise and distortion ratio*)**: Verhältnis zwischen Signalleistung und der Summe aus Rauschleistung und Leistung der Harmonischen im Nutzband, manchmal auch als SINAD bezeichnet. Häufig wird der SNDR bezogen auf die Leistung bei maximaler Aussteuerung auch als Dynamikbereich bezeichnet.

$$SNDR = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{sig}}{P_{noise} + P_{dist}} \right) \quad (2.5)$$

- **SFDR (*spurious free dynamic range*)**: Verhältnis zwischen Signalleistung und Leistung der größten Verzerrung (bei harmonischer Anregung).

$$SFDR = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{sig}}{P_{worst\ dist}} \right) \quad (2.6)$$

- **THD (*total harmonic distortion*)**: Verhältnis zwischen Signalleistung und der Summe der Leistungen der Harmonischen. Der in der deutschsprachigen Literatur

verwendete Kennwert **Klirrfaktor** ergibt sich aus der THD mit invertiertem Vorzeichen.

$$\text{THD} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{sig}}{P_{H1} + P_{H2} + \dots + P_{Hn}} \right) \quad (2.7)$$

$$\text{Klirrfaktor} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{H1} + P_{H2} + \dots + P_{Hn}}{P_{sig}} \right) = -\text{THD} \quad (2.8)$$

- **ENOB (*effective number of bits*)**: Effektive Anzahl der Quantisierungsstufen eines AD-Wandlers unter Berücksichtigung von Verzerrungen und Rauschen in Bit [16] bei Vollaussteuerung. Diese ergibt sich aus:

$$\text{ENOB} = \log_2 \left(\frac{P_{sig\,FS}}{P_{noise} + P_{dist}} \right) \quad (2.9)$$

Sind keine Verzerrungen im Spektrum vorhanden, entspricht die effektive Anzahl der Quantisierungsstufen der statisch ermittelten effektiven Auflösung.

2.2 Der Deltamodulator

2.2.1 Funktionsprinzip

Nach der Erfindung der Puls-Code-Modulation (PCM) durch Reeves 1937 [23] begannen weltweit verschiedene Gruppen, sich mit Verfahren zur Sprachkodierung für Telefonie zu beschäftigen. Das Prinzip der Deltamodulation wurde erstmalig in einer französischen Patentschrift beschrieben, eingereicht 1946 durch Deloraine [24]. Wenige Jahre später reichten die Bell Telephone Laboratories Inc., eine ausgegliederte Forschungs- und Entwicklungsabteilung des US-amerikanischen Unternehmens Western Electric, bezugnehmend auf das französische Patent ein Patent zur differentiellen Puls-Code-Modulation (DPCM) ein [25]. Den Begriff „Deltamodulation“ führte de Jager von der Philips Forschungsabteilung ein [23]. Zum weiteren geschichtlichen Hintergrund sei verwiesen auf die Artikel [23, 26, 27].

Während bei der Puls-Code-Modulation das analoge Signal zeit- und amplitudenquantisiert und die Werte in Binärcodes gewandelt werden, wird bei der differentiellen Puls-Code-Modulation lediglich die Änderung des Analogsignals zwischen zwei Abtastzeitpunkten quantisiert und kodiert. Die Deltamodulation stellt durch die Verwendung eines 1-bit

Quantisierers die einfachste Umsetzungsform der differentiellen Puls-Code-Modulation dar.

Der Deltamodulator zählt zu der Familie der Überabtastungswandler (*oversampling converter*). Im Gegensatz zu den Nyquist-Wandlern (*nyquist type converter*), deren minimale Abtastfrequenz für die Vermeidung von Informationsverlusten gemäß des Nyquist-Shannon-Theorems [28, 29] das Doppelte der maximalen Signalfrequenz betragen sollte, muss die Abtastfrequenz bei den Überabtastungswandlern zur Vermeidung von nichtlinearen Verzerrungen wesentlich höher gewählt werden. Auf Auswirkungen einer zu niedrig gewählten Abtastfrequenz wird im Abschnitt 2.2.4 näher eingegangen.

In Abb. 2.4 ist das Blockschaltbild des Deltamodulators und -demodulators dargestellt. Der Modulator besteht aus einem mit der Frequenz f_{clk} getakteten 1-Bit Quantisierer,

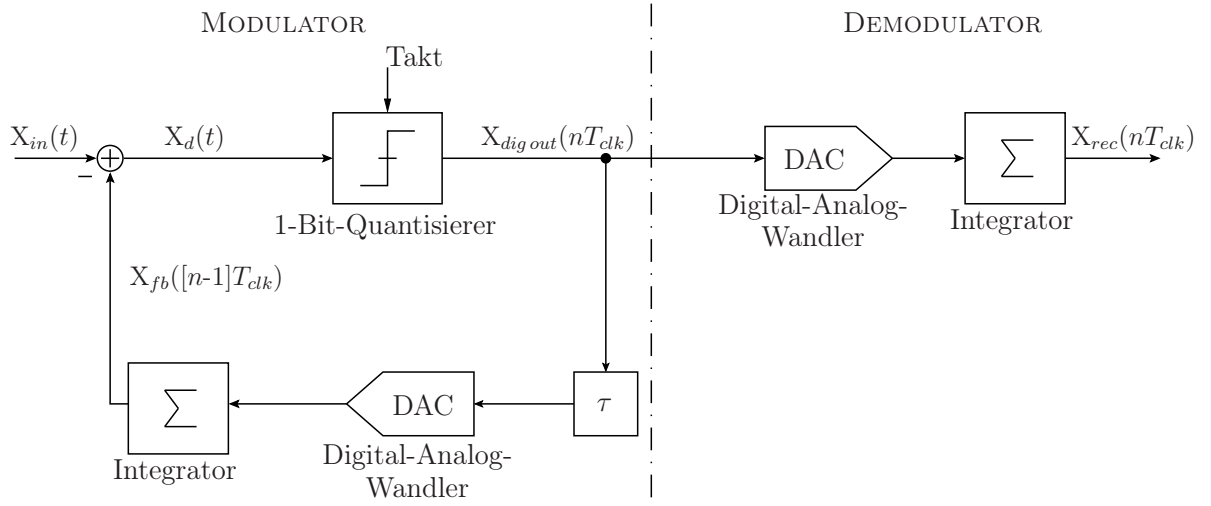


Abb. 2.4: Blockschaltbild des Deltamodulators und -demodulators. Das digitalisierte Signal $X_{dig\ out}$ ist dimensionslos.

einem Totzeitglied, welches das Signal im Rückkopplungszweig um eine Taktperiode T_{clk} verzögert, einem Digital-Analog-Wandler und einem Integrator. Bei Beginn der Wandlung wird das zu digitalisierende zeitkontinuierliche Eingangssignal X_{in} dem 1-Bit Quantisierer oder Komparator zugeführt. An dessen Ausgang stellt sich – je nachdem, ob der Komparator-Schwellwert über- oder unterschritten wurde – ein logischer „1“ - oder ein logischer „0“ -Zustand $X_{dig\ out}$ ein. Das zeitkontinuierliche Signal X_d wird dabei in eine zeitdiskrete Bitfolge umgewandelt. Bei dem Signal $X_{dig\ out}$ handelt es sich also um eine dimensionslose Größe. Über das Totzeitglied τ wird das Ausgangssignal des Quantisierers um eine Taktperiode T_{clk} verzögert. Das verzögerte Signal wird über den Digital-Analog-Wandler in ein analoges Signal (dimensionsbehaftete Größe X_{fb}) gewandelt. Anschließend

wird das gewandelte Signal über den Integrator aufsummiert und negativ auf den Eingang zurückgekoppelt.

Für $t > t_0 + T_{clk}$ wird lediglich die Differenz X_d zwischen dem analogen Eingangssignal X_{in} und dem integrierten Rückkoppsignal X_{fb} des vorhergehenden Taktes quantisiert. Das Ausgangssignal des Deltamodulators besteht daher aus einer digitalen Bitfolge, welche im Idealfall (Schrittweite $\rightarrow 0$, Komparator-Schwellwert=0, keine Übersteuerung) die Änderung des Eingangssignals innerhalb einer Taktperiode kodiert. Eine logische „1“ bedeutet dabei einen Anstieg, eine logische „0“ einen Abfall des Eingangssignals zwischen zwei Takten. Bleibt das Eingangssignal konstant, wechselt der Ausgang in jeder Taktperiode seinen logischen Zustand. Im realen Fall kodiert die Bitfolge die Differenz zwischen dem Eingangssignal und dem im letzten Takt vorhergesagten Wert.

Der Demodulator ist vergleichbar zur Schaltung im Rückkoppelzweig des Modulators: die Bitfolge am Ausgang des Deltamodulators wird mit Hilfe eines Digital-Analog-Wandlers in ein Analogsignal umgesetzt, welches über die Messzeit in Takten aufsummiert wird. Je nach Kodierung der logischen Zustände des Quantisierers werden unterschiedliche Digital-Analog-Wandler sowohl im Demodulator als auch im Rückkoppelzweig des Modulators eingesetzt: im einfachsten Fall ist der „1“-Zustand durch eine positive, der „0“-Zustand durch eine negative Spannung am Ausgang des Komparators kodiert. In diesem Fall kann für den Digital-Analog-Wandler ein einfacher Multiplizierer eingesetzt werden. Erfolgt die Kodierung nicht bipolar, ist ein zusätzlicher Pegelumsetzer nötig.

Abb. 2.5 stellt ausgewählte Signalverläufe am Deltamodulator und -demodulator mit einem Komparator mit bipolarer Ausgangsspannung für einen Teil des zeitlichen Verlaufs einer sinusförmigen Eingangsgröße X_{in} dar [30].

2.2.2 Rauscheinflüsse

Der Deltamodulator unterliegt verschiedenen Rauscheinflüssen, welche im Folgenden klassifiziert werden. Das Rauschverhalten geht direkt in verschiedene Kenngrößen zur Beurteilung von Analog-Digital-Wandlern ein, welche in Abschnitt 2.1 vorgestellt wurden. Während die Parameter SNR und SNDR lediglich von der Gesamtrauschleistung beeinflusst werden, bewerten Parameter wie SFDR und THD auch die Verteilung der Leistung im Frequenzspektrum. Eine Gleichverteilung des Rauschens im betrachteten Frequenzband stellt für SFDR und THD einen Idealfall dar, eine ungünstige Spektralverteilung kann trotz einer geringen Gesamtrauschleistung zu einer deutlichen Degradation von SFDR und THD führen.

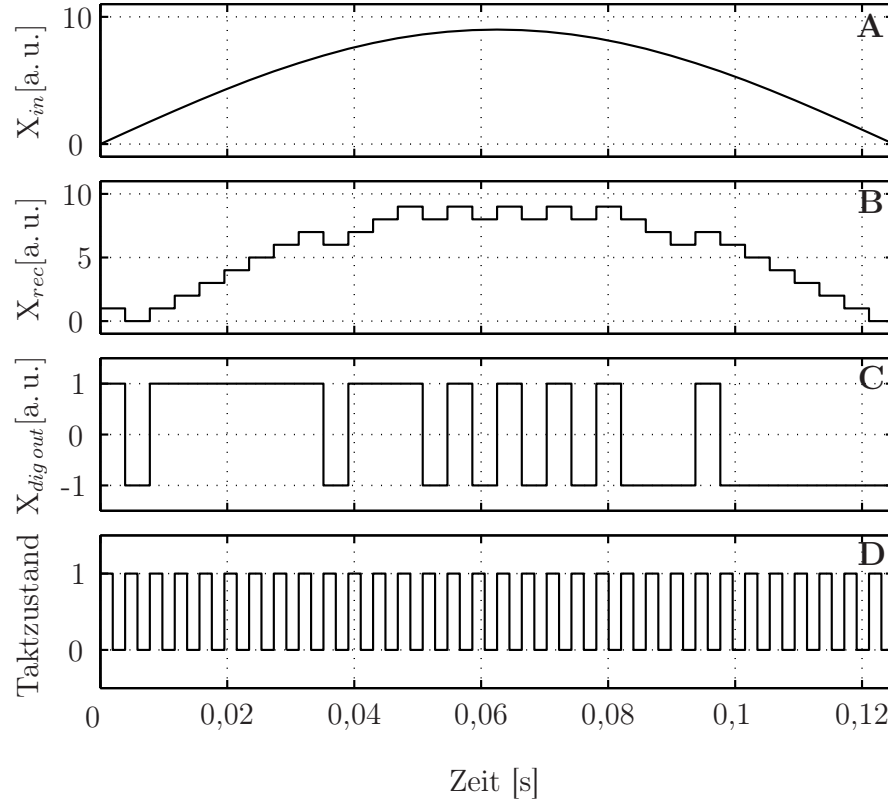


Abb. 2.5: Exemplarische Signalverläufe am Deltamodulator und -demodulator (vgl. Abb. 2.4).
A: Eingangssignal (zu messendes Signal), B: rekonstruiertes Signal (Ausgangssignal des Demodulators), C: Ausgangssignal des Deltamodulators (digitaler Datenstrom), D: Taktsignal.

Quantisierungsrauschen

Unter dem Begriff „Quantisierungsrauschen“ wird der Fehler zusammengefasst, welcher durch die Kombination von Zeit- und Amplitudendiskretisierung entsteht. Wie aus Abb. 2.1 in Kapitel 2.1 ersichtlich wird, schwankt die Höhe des Quantisierungsfehlers zwischen dem 0,5-fachen und dem -0,5-fachen des niederwertigen Bits. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) kann gemäß Bennett [31] näherungsweise als Gleichverteilung im Intervall $[-x_{LSB}/2; x_{LSB}/2]$ betrachtet werden (s. Abb. 2.6) Der Erwartungswert $E(X)$ oder μ berechnet sich nach

$$\mu = E(X) = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot WDF(x) dx = \frac{g_1 + g_2}{2} = 0.$$

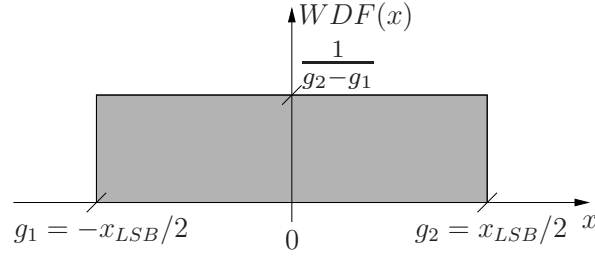


Abb. 2.6: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Quantisierungsfehlers.

Die Varianz $Var(X)$ oder σ^2 , welche bei einem harmonischen Zeitsignal dem quadratischen Mittelwert und somit einer normierten Leistung entspricht, lässt sich wie folgt ermitteln:

$$\sigma^2 = Var(X) = \int_{-\infty}^{\infty} [x - E(X)]^2 = \frac{1}{12}(g_2 - g_1)^2 = \frac{1}{12}x_{LSB}^2$$

Aus Gründen der Anschaulichkeit wird diese Rauschleistung in vielen Lehrbüchern auch im Frequenzspektrum als näherungsweise gleichverteilt angenommen [32, 33]. Diese Näherung gilt jedoch nur für bestimmte Eingangssignale wie z.B. mittelwertfreies gaußverteiltes Rauschen [34]. Für die meisten Eingangssignale ist das Quantisierungsrauschen signalkorreliert – das Quantisierungsrauschen für ein deterministisches Eingangssignal kann daher nicht als weißes Rauschen angenommen werden, da sich die Leistung auf einzelne Spektrallinien konzentriert [35, 36]. Obwohl sich bereits seit den 40er Jahren Wissenschaftler mit dem Thema Quantisierungsrauschen beschäftigt haben [31], scheint es bisher noch nicht gelungen zu sein, eine geschlossene Theorie zu entwickeln, die sich auf beliebige Signale und Abtastsysteme übertragen lässt [35, 37–40].

Granularstörung

Die Granularstörung tritt auf, wenn die Änderung des Eingangssignals pro Takt kleiner ist als die durch den Digital-Analog-Wandler festgelegte kleinste rückgekoppelte Größe x_{LSB} . In diesem Fall wird der Schwellwert des Komparators mit jedem Takt abwechselnd über- und unterschritten, so dass am Ausgang des Modulators eine alternierende Folge von „1“- und „0“-Zuständen auftritt, wie in Abb. 2.5 im Bereich des Signalmaximums zu erkennen ist. Das Spektrum des Granularrauschens ist gemäß [41] nicht signalkorreliert.

Wandlungsrauschen

Unter dem Begriff Wandlungsrauschen wird das von den Baugruppen des Deltamodulators selbst verursachte Rauschen verstanden, beispielsweise durch das Eigenrauschen des Komparators oder der Referenzspannungsquelle [42]. Es führt zu einer Entscheidungsunsicherheit des Komparators: wenn das Eingangssignal des Komparators nahe seinem Schwellwert liegt, fällt die Entscheidung stochastisch aus. Die spektrale Verteilung des Wandlungsrauschens hängt von dessen spezifischer Quelle ab.

2.2.3 Lineare Übertragungsfunktion

Zur Beschreibung des Deltamodulators im systemtheoretischen Sinne kann die Übertragungsfunktion hinzugezogen werden.

Zur Ermittlung der Übertragungsfunktion des Deltamodulators wurde das Blockschaltbild aus Abb. 2.4 in ein linearisiertes Modell im z -Bereich übertragen, welches in Abb. 2.7 dargestellt ist. Dabei wurde – angelehnt an die in der Literatur verwendeten Model-

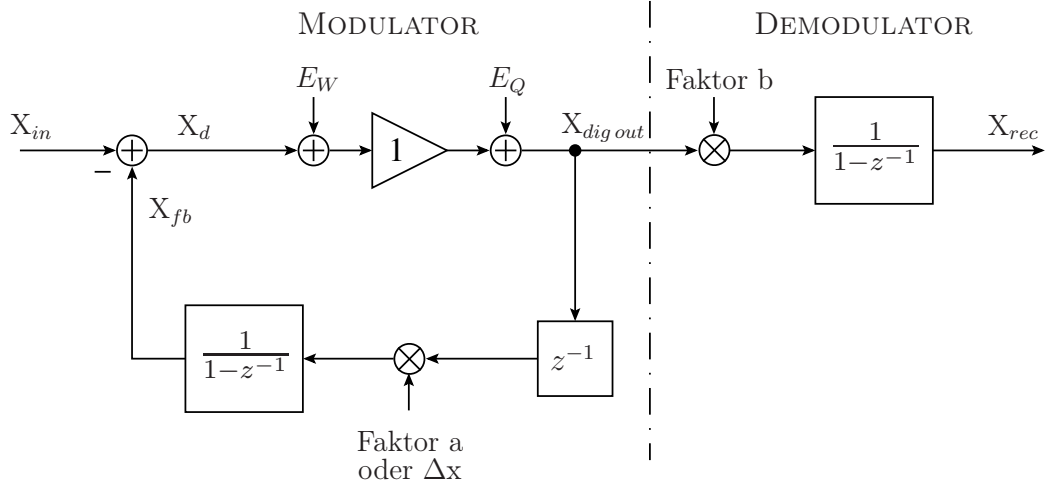


Abb. 2.7: Linearisiertes Modell des Deltamodulators und -demodulators im z -Bereich. Die DA-Wandlung aus Abb. 2.4 erfolgt durch Multiplikation des dimensionslosen Digitalsignals $X_{dig\ out}$ mit den dimensionsbehafteten Faktoren a (im Rückkoppelzweig) bzw. b (im Demodulator).

le des Sigma-Delta-Modulators [43] – die nichtlineare Kennlinie des 1-Bit Quantisierers durch einen Verstärker mit Verstärkung Eins in Kombination mit einer additiven externen Rauschquelle E_Q , welche das Quantisierungsrauschen einträgt, ersetzt [22,44]. Der Einfluss des Wandlungsrauschens lässt sich durch eine weitere additive Rauschquelle E_W modellie-

ren. Das Totzeitglied und die Summierer wurden gemäß den Regeln der z -Transformation durch die entsprechenden Korrespondenzen ersetzt [45].

Mit einigen Vereinfachungen im Vorwärtszweig und der Zusammenfassung der Blöcke im Rückkoppelzweig ergibt sich das vereinfachte Modell aus 2.8. Hieraus lässt sich die

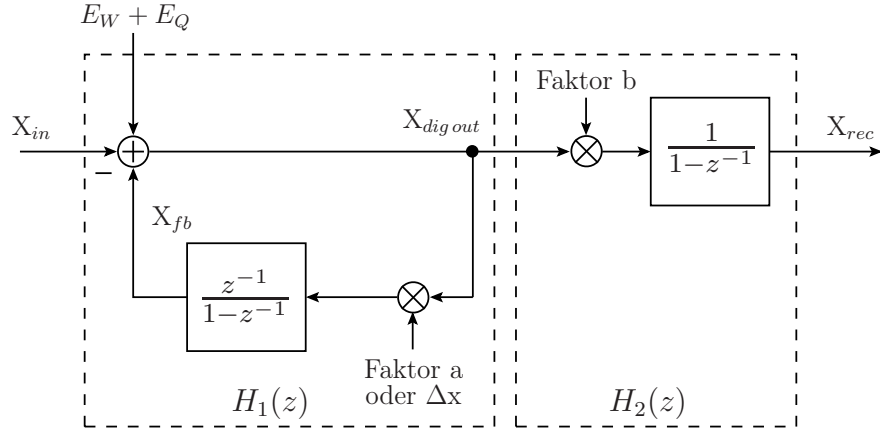


Abb. 2.8: Vereinfachtes Modell im z -Bereich.

Übertragungsfunktion $H(z)$ des Gesamtsystems Modulator-Demodulator ableiten:

$$H(z) = H_1(z) \cdot H_2(z) \quad (2.10)$$

$$= \frac{1}{1 + \frac{a}{z-1}} \cdot \frac{b}{1 - z^{-1}} \quad (2.11)$$

$$= \frac{bz}{z + a - 1} \quad (2.12)$$

Unter Verwendung der signaltheoretischen Definitionsgleichung für die z -Transformation

$$z := \exp(j2\pi f/f_{clk}) \quad (2.13)$$

kann die Übertragungsfunktion in den Frequenzbereich zurücktransformiert werden. Ihr Betrag berechnet sich zu:

$$|H(f/f_{clk})| = \left(\sqrt{\left[\frac{1}{b} + \frac{a-1}{b} \cos(2\pi f/f_{clk}) \right]^2 + \left[\frac{1-a}{b} \sin(2\pi f/f_{clk}) \right]^2} \right)^{-1}. \quad (2.14)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Faktoren im Modulator und im Demodulator identisch gewählt werden, ergibt sich der in Abb. 2.9 dargestellte Amplitudenfrequenzgang. Die

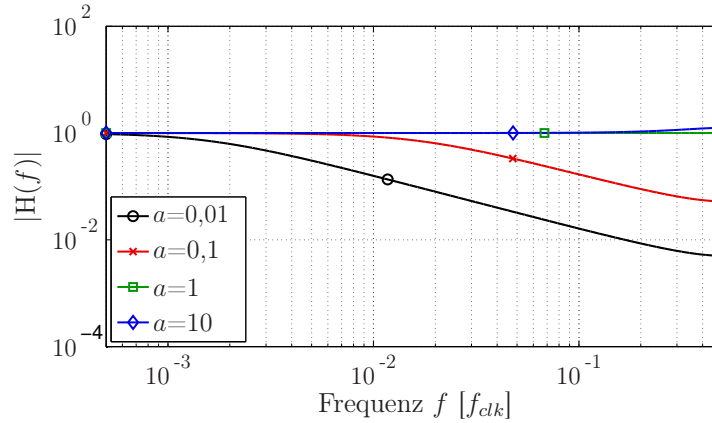


Abb. 2.9: Betrag der Übertragungsfunktion des Deltamodulators und -demodulators für verschiedene Faktoren a unter der Voraussetzung von identischen Faktoren im Modulator- und Demodulatorzweig.

Größe des Faktors a hat einen wesentlichen Einfluss auf die Übertragungsfunktion. Dabei können drei Fälle unterschieden werden:

- $a=1$: $H(f/f_{clk}) = 1$, Übertragungsfunktion reell und frequenzunabhängig
- $a>1$: Übertragungsfunktion zeigt eine zunehmende Verstärkung bei steigenden Frequenzen
- $a<1$: Übertragungsfunktion zeigt Tiefpassverhalten

Die Übertragungsfunktionen für das durch den Quantisierer generierte Rauschen und das zu wandelnde Eingangssignal sind beim Deltamodulator und -demodulator identisch. Eine Rauschformung wie beim artverwandten Sigma-Delta-Prinzip [43] findet bei der Deltamodulation nicht statt, d.h. der Vorteil, durch eine geeignete Dimensionierung den Großteil der Rauschleistung zu Frequenzen außerhalb des Nutzbandes zu verschieben, entfällt beim Delta-Prinzip. Bei einer geeigneten Wahl des Faktors a kann jedoch das resultierende intrinsische Tiefpassverhalten zur Reduktion sowohl von Rauschen als auch von durch Nichtlinearitäten verursachte Verzerrungen dienen, deren Ursache in Abschnitt 2.2.4 näher erläutert wird. Dabei muss allerdings dafür Sorge getragen werden, dass das Verhältnis zwischen der Abtastfrequenz f_{clk} und den im Nutzsignal enthaltenen maximalen Frequenzanteilen groß genug ist, um eine übermäßige Dämpfung des Nutzsignals zu vermeiden.

2.2.4 Anstiegsübersteuerung (*Slope Overload*)

Bei dem in Abschnitt 2.2.3 vorgestellten Modell handelt es sich um eine linearisierte Form, welche die systemimmanenten Nichtlinearitäten vernachlässigt. Dadurch, dass der Delta-

modulator lediglich die Differenz zwischen dem aktuellen und dem zuletzt ermittelten Signalwert auswertet, ist die messbare Signalamplitude theoretisch unbegrenzt. Limitiert wird der Deltamodulator jedoch durch den Anstieg des Eingangssignals: überschreitet die Eingangssignaländerung innerhalb eines Taktzyklus die Quantisierungsgröße Δx , in Abb. 2.7 mit Faktor a bezeichnet, kann der Wandler dem Signal nicht mehr folgen – es kommt zur sogenannten Anstiegsübersteuerung oder „slope overload“. In Abb. 2.10 ist beispielhaft der Verlauf eines beliebigen Eingangssignals mit dem entsprechenden rekonstruierten Signal dargestellt. Bei korrekter Funktion (eingrasteter Modus) liegt der

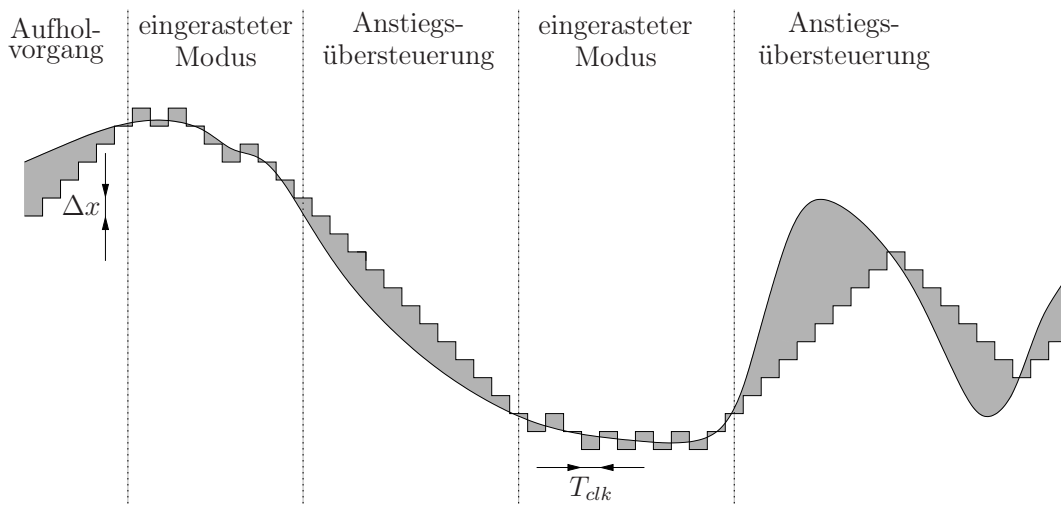


Abb. 2.10: Signalverlauf des Eingangssignals und des rekonstruierten Signals zur Verdeutlichung der Übersteuerung. Der grau hinterlegte Bereich stellt den Fehler dar.

Fehler unterhalb der Quantisierungsgröße Δx oder dem niederwertigen Bit, d.h. er wird unter Voraussetzung eines idealen Komparators ausschließlich durch Quantisierungs- und Granularrauschen bestimmt. Bei Einsetzen der Anstiegsübersteuerung überschreitet der Fehler die Quantisierungsgröße und führt zu nichtlinearen Verzerrungen im Frequenzspektrum. Zur Vermeidung von Anstiegsübersteuerung muss die Quantisierungsgröße Δx oder die Abtastfrequenz f_{clk} so gewählt werden, dass gilt:

$$\left| \frac{\Delta X_{in}}{T_{clk}} \right| \leq \Delta x \cdot f_{clk}. \quad (2.15)$$

T_{clk} entspricht hierbei einer Taktperiode.

Aus Gleichung 2.15 wird deutlich, dass bei der Deltamodulation ein Kompromiss zwischen Auflösung und Bandbreite geschlossen werden muss: je höher die Auflösung – bestimmt durch die Wahl der Quantisierungsgröße Δx als dem niederwertigen Bit – desto höher

die benötigte Abtastfrequenz zur Vermeidung nichtlinearer Verzerrungen durch Anstiegsübersteuerung.

Eine Weiterentwicklung des linearen Deltamodulators ist die des adaptiven Deltamodulators (oder „*continuously variable slope delta modulator*“ bzw. „*adaptive slope delta modulator*“), welcher das Problem dadurch umgeht, dass die Quantisierungsgröße kontinuierlich an die Steigung des Eingangssignals angepasst wird [46].

Kapitel 3

Das Digital-SQUID – Umsetzung des Deltamodulators in der supraleitenden Elektronik

3.1 Grundlagen der Supraleitung

3.1.1 Historie

Nachdem H. Kamerlingh Onnes die Verflüssigung von Helium gelungen war, entdeckte er im Jahre 1911 bei Tieftemperaturexperimenten den sprunghaften Rückgang des elektrischen Widerstands von Quecksilber auf $0\,\Omega$ bei Unterschreiten einer kritischen Temperatur und damit das Phänomen der Supraleitung [47]. Ein Supraleiter ist damit in der Lage, einen Gleichstrom verlustlos und somit spannungsfrei zu übertragen. 1933 fanden W. Meißner und R. Ochsenfeld heraus, dass ein Supraleiter diamagnetische Eigenschaften aufweist, d. h. beim Übergang in den supraleitenden Zustand werden Magnetfelder bis auf einen Randbereich, der sogenannten Londonschen Eindringtiefe (nach F. und H. London, 1935) vollständig aus seinem Inneren verdrängt [48].

1950 warteten V. L. Ginzburg und L. D. Landau mit einer phänomenologischen Theorie, der Ginzburg-Landau Theorie¹ auf, welche das Verhalten von Supraleitern aus thermodynamischer Sicht erklärt [49]. Nach dieser Theorie lassen sich Supraleiter in zwei Arten unterteilen: Supraleiter vom Typ I verhalten sich unterhalb einer kritischen Temperatur T_C und eines kritischen Magnetfelds H_C wie ein perfekter Diamagnet (Meißner-Zustand). Supraleiter vom Typ II weisen bei Überschreiten eines kritischen Magnetfelds H_{C1} einen

¹Der ursprüngliche von den Urhebern verwendete Name lautete „ Ψ -Theorie“. Erst später bürgerte sich die Bezeichnung Ginzburg-Landau Theorie ein [49].

Mischzustand auf, bei dem das Magnetfeld in Form von sogenannten Flussschläuchen den Supraleiter stellenweise durchdringen kann. Wird das Magnetfeld weiter erhöht, geht der Supraleiter Typ II bei H_{C2} vom Mischzustand in den normalleitenden Zustand über. Die kritischen Magnetfelder H_C , H_{C1} und H_{C2} sind temperaturabhängig.

J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer entwickelten 1957 eine mikroskopische Theorie (BCS-Theorie) zur Supraleitung [50]. In dieser Theorie wird davon ausgegangen, dass sich aufgrund von Elektron-Phonon-Wechselwirkungen sogenannte Cooper-Paare ausbilden bestehend aus zwei Elektronen mit entgegengesetztem Impuls und Spin. Cooper-Paare verhalten sich wie Bosonen und unterliegen somit nicht dem Pauli-Prinzip, d.h. alle Cooper-Paare nehmen gleichzeitig denselben Quantenzustand an. Die Gesamtheit der Cooper-Paare kann daher durch eine makroskopische komplexe Wellenfunktion beschrieben werden:

$$\Psi(\phi, \vec{r}, t) = |\Psi(\vec{r}, t)| e^{j\phi(\vec{r}, t)} \quad (3.1)$$

mit \vec{r} als Ortsvektor, t als Zeit, ϕ als orts- und zeitabhängige Phase und $|\Psi(\vec{r}, t)|$ als orts- und zeitabhängige Amplitude der quantenmechanischen Wellenfunktion.

1961 wurde der Effekt der Flussquantisierung in einem supraleitenden Ring, den F. London bereits 1950 in einer Fußnote seiner Abhandlung zu Supraflüssigkeiten erwähnt hatte [51], von zwei unabhängigen Gruppen – B. Deaver und W. Fairbank [52] in Stanford (USA) und R. Doll und M. Näbauer [53] in Herrsching (Deutschland) – auf unterschiedliche Weise experimentell nachgewiesen. Die Ergebnisse beider Experimente wichen allerdings um einen Faktor 0.5 von Londons Ausführungen ab, welcher den Wert der quantisierten Größe mit $\Phi_1 = h/e$ vorhersagt², mit h als Planck'schem Wirkungsquantum und e als Elementarladung. Erst auf der *IBM Conference of Fundamental Research in Superconductivity* im Juni 1961 erfuhren die beiden Gruppen von den Ergebnissen der jeweiligen anderen Gruppe, was zu beidseitiger Erleichterung führte und den Glauben an die Existenz von Cooper-Paaren als Ladungsträger im supraleitenden Zustand, wie er in der BCS-Theorie beschrieben wurde, deutlich bestärkte [51]. Die Cooper-Paare mit doppelter Elementarladung von $2e$ erklären die Abweichung der experimentellen Ergebnisse zu Londons Theorie, so dass der Wert der quantisierten Größe nun zu einem Flussquant $\Phi_0 = h/(2e)$ korrigiert wurde.

Im selben Jahr³ sagte B. Josephson für eine in einen Supraleiter eingebrachte nicht-leitende dünne Barriere einen supraleitenden Tunnelstrom voraus und beschrieb die Strom-Phasen-Beziehung, welche sich in einem solchen Fall einstellen müsse. Der experimentelle Nach-

²Die Ausführungen im Originaltext basieren auf dem sogenannten CGS-System. Um die Konsistenz zu wahren, werden sie hier in das in der Arbeit durchweg verwendeten SI-System überführt und dargestellt.

³Die Veröffentlichung der Theorie erfolgte erst 1962 [54].

weis des beschriebenen Tunnelstroms wurde 1961 von P. H. Smith, S. Shapiro, J. L. Miles und J. Nicol erbracht bzw. 1963 von P. W. Anderson und J. M. Rowell [55, 56]. Josephsons eigene Experimente misslangen zunächst, so dass sie unter der Kapitelüberschrift „Two Unsuccessful Experiments in Electron Tunnelling between Superconductors“ lediglich Eingang in seine Doktorarbeit fanden [55]. Nichtsdestotrotz ist seine mathematische Beschreibung heute die Grundlage für die Berechnung supraleitender Elektronik. Deren Schaltelement basiert auf dem von Josephson vorhergesagten Tunneleffekt und erhielt ihm zu Ehren den Namen „Josephson-Kontakt“. Dieser löste das zuvor verwendete Kryotron als Schaltelement ab, weil er gegenüber dem Kryotron wesentliche Geschwindigkeitsvorteile versprach.

1966 startete im IBM Forschungszentrum in den USA ein großangelegtes Forschungsprojekt, welches zum Ziel hatte, einen Supercomputer auf der Grundlage von Josephson-Kontakten zu entwickeln. Dieses Vorhaben wurde 1983 eingestellt, unter anderem deshalb, weil das verwendete Konzept der Kodierung von logischen Zuständen mittels Spannungspegeln nicht die erwarteten Geschwindigkeitsvorteile gegenüber traditioneller halbleitender Logik brachte [57]. Währenddessen entwickelte die Gruppe von V. K. Semenov unter K. K. Likharev an der Moskauer Staatsuniversität ein neuartiges Konzept, auf Basis einer impulsbasierten Logik unter Verwendung von Josephson-Kontakten. Diese neue Logikfamilie wurde erstmalig 1985 unter dem Namen *Resistive Single Flux Quantum Logic* (resistive Einzelflussquantenlogik, kurz RSFQ) in Berlin vorgestellt [58] und wird heute unter Beibehaltung des Akronymes als *Rapid Single Flux Quantum Logic* (schnelle Einzelflussquantenlogik) bezeichnet [59]. Sie bildet die Grundlage des in dieser Arbeit behandelten Schaltungskonzepts.

3.1.2 Flussquantisierung in einer supraleitenden Schleife

Wird eine gerade supraleitende Leiterbahn von einem Suprastrom I_S durchflossen, ändert sich die Phasenlage der komplexen Wellenfunktion in Abhängigkeit vom Ort, wie in Abb. 3.1 entlang einer x-Koordinate dargestellt zu sehen ist. Zwischen dem Betrag von I_S und der Phasenänderung zwischen zwei Punkten besteht ein linearer Zusammenhang. Die Phasenlage der Wellenfunktion in einem Supraleiter kann daher analog zum Potential im elektrischen Leiter für eine Beschreibung des Stromtransports verwendet werden, die Phasendifferenz φ zwischen zwei Punkten analog zur Spannung [60].

Wenn aus der Leiterbahn ein supraleitender Ring gebildet wird, dürfen in der Wellenfunktion keine Diskontinuitäten entstehen, d.h. die Phasenänderung über dem Ring darf ausschließlich Vielfache von 2π annehmen. Damit diese Bedingung erfüllt ist, muss der

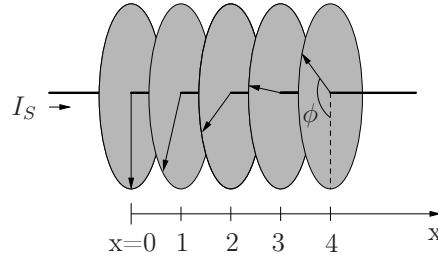


Abb. 3.1: Änderung der Phase in einem von einem Suprastrom durchflossenen Supraleiter. Die Pfeile symbolisieren die Phasenlage an den jeweiligen Orten $x=0, \dots, x=4$.

magnetische Fluss innerhalb des supraleitenden Rings in Vielfachen eines Flussquants Φ_0 vorliegen [61], welches definiert wird als

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2,067 \cdot 10^{-15} \text{ Vs.} \quad (3.2)$$

Wird ein solcher supraleitender Ring einem externen Magnetfluss ausgesetzt, wird in der Schleife ein Suprastrom I_{loop} induziert, welcher den externen Fluss kompensiert, so dass der Ursprungszustand, in dem der Ring unter die kritische Temperatur abgekühlt wurde, erhalten bleibt. Abb. 3.2 zeigt exemplarisch einen Schnitt durch einen supraleitenden Ring, welcher im Ursprungszustand von einem Flussquant durchsetzt war. Nach Unterschreiten der kritischen Temperatur wird das externe Magnetfeld erhöht. Im Ring fließt nun ein Kompensationsstrom I_{loop} , welcher das externe Magnetfeld so kompensiert, so dass der magnetische Fluss in der Leiterschleife in Summe wieder $\Phi_\Sigma = 1 \Phi_0$ beträgt.

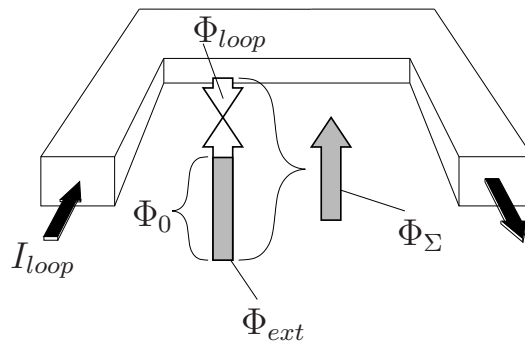


Abb. 3.2: Kompensation des externen Flusses durch einen Suprastrom I_{loop} zur Wiederherstellung des Zustands, der beim Übergang in den supraleitenden Zustand vorgelegen hat. Im abgebildeten Fall war beim Übergang zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand ein Flussquant im Ring.

Der Kompensationsstrom I_{loop} lässt sich bei Kenntnis der Ringinduktivität L_{ring} , der Anzahl k_0 der im Ursprungszustand den Ring durchsetzenden Flussquanten und dem externen Fluss näherungsweise zu

$$I_{loop} \approx \frac{k_0 \Phi_0 - \Phi_{ext}}{L_{ring}} \quad (3.3)$$

berechnen. Für eine exakte Berechnung muss berücksichtigt werden, dass das Magnetfeld bis zur London'schen Eindringtiefe auch in den Supraleiter eindringen kann. Zum Verständnis der Funktionsweise des untersuchten Sensors ist die vereinfachte Formel jedoch ausreichend, so dass hier auf die Einbeziehung der Eindringtiefe verzichtet wird.

3.1.3 Der Josephson-Kontakt als aktives Element in der supraleitenden Elektronik

Der Josephson-Effekt

Wie von Josephson 1962 vorhergesagt, kann ein Suprastrom I_S eine dünne isolierende Barriere zwischen zwei Supraleitern überwinden. Dieser Suprastrom steht in einem nicht-linearen Zusammenhang mit der Phasendifferenz φ der Wellenfunktionen der beiden Supraleiter, welcher in der ersten Josephson-Gleichung beschrieben wird [48]:

$$I_S = I_c \cdot \sin(\varphi). \quad (3.4)$$

Dabei wird mit I_c der maximale Gleichstrom bezeichnet, der die Barriere als Suprastrom passieren kann. Die Phasendifferenz φ wird analog zu Abschnitt 3.1.2 definiert als

$$\varphi := \phi_1 - \phi_2. \quad (3.5)$$

Die beschriebene Anordnung ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Mit der zweiten Josephson-Gleichung wird der Zusammenhang zwischen einer an der Barriere anliegenden Spannung und der zeitlichen Änderung der Phasendifferenz beschrieben:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \cdot u(t). \quad (3.6)$$

Eine an die Barriere angelegte Gleichspannung U_+ führt nach Gl. 3.4 und 3.6 zu einem sinusförmigen Wechselstrom der Amplitude I_c und einer Frequenz von $2\pi U_+/\Phi_0$ [48].

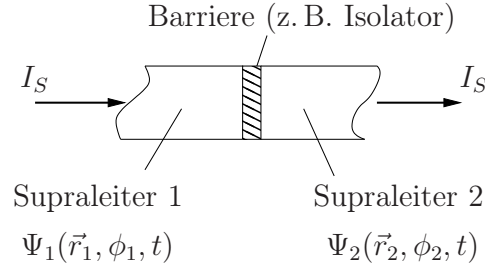


Abb. 3.3: Schematische Darstellung eines Josephson-Kontakts bestehend aus zwei von einer dünnen isolierenden Barriere getrennten Supraleitern mit unterschiedlichen Wellenfunktionen.

Das RCSJ-Modell zur Beschreibung von Josephson-Kontakten

Bei einem realen Josephson-Kontakt kommen drei Mechanismen zum Tragen: der von den Cooper-Paaren nach Gl. 3.4 verursachte Suprastrom, der Verschiebungsstrom durch die von den beiden supraleitenden Elektroden gebildete Kapazität und der durch ungepaarte Ladungsträger bei $T > 0$ hervorgerufene Tunnelstrom (vgl. [62]). Ein solcher Kontakt kann also durch eine Parallelschaltung aus einem supraleitenden, einem resistiven und einem kapazitiven Zweig modelliert werden. Dieses Modell wird als RCSJ-Modell (*resistively and capacitively shunted junction*) bezeichnet und ist in Abb. 3.4 zu sehen [48]. Da der intrinsische Tunnelwiderstand R_N des Isolators nur bedingt einstellbar ist, wird zur Beeinflussung des dynamischen Verhalten des Josephson-Kontakts häufig ein Shuntwiderstand R_S parallelgeschaltet. Der aus der Parallelschaltung resultierende Gesamtwiderstand wird im Folgenden mit R bezeichnet. Der Strom durch den Josephson-Kontakt lässt sich unter

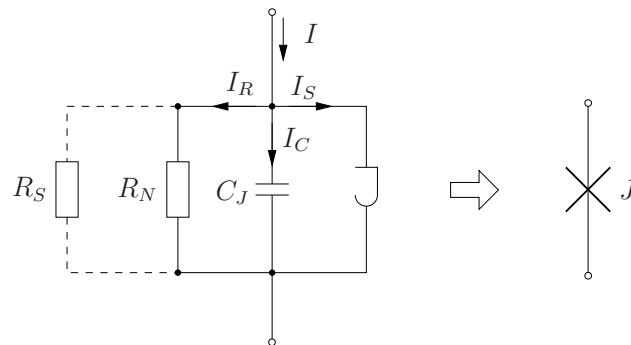


Abb. 3.4: Ersatzschaltbild des RCSJ-Modells, welches durch das Kreuz als Schaltsymbol zusammengefasst wird.

Verwendung des Knotensatzes durch eine nichtlineare Differentialgleichung 2. Ordnung beschreiben [47]:

$$I = I_S + I_C + I_R \quad (3.7)$$

$$= I_c \cdot \sin(\varphi) + \frac{\Phi_0 C_J}{2\pi} \ddot{\varphi} + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\varphi} \quad (3.8)$$

Für kleine Phasen φ verhält sich der supraleitende Zweig wie eine Induktivität:

$$L_{J0} \approx \frac{\Phi_0}{2\pi I_c} \quad (3.9)$$

In diesem Fall kann das System linearisiert werden, und es ergeben sich für den realen Josephson-Kontakt zwei Zeitkonstanten für den Energietransfer zwischen Kapazität und Induktivität. Der sogenannte McCumber-Parameter β_C berechnet sich aus dem Verhältnis dieser Zeitkonstanten zu:

$$\beta_C = \frac{RC_J}{L_J/R} \quad (3.10)$$

$$= \frac{2\pi}{\Phi_0} I_c R^2 C_J \quad (3.11)$$

Der McCumber-Parameter ist ein Maß für die Güte des Schwingkreises und damit das dynamische Verhalten des Kontaktes [60]. $\beta_C < 1$ führt zu einem überdämpften Kontakt, $\beta_C > 1$ zu einem unterdämpften und $\beta_C = 1$ stellt den aperiodischen Grenzfall dar. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kontakte wurden mit einem parallelen Widerstand R_S soweit bedämpft, dass β_C ungefähr 1 beträgt. Damit wird der aperiodische Grenzfall sichergestellt.

Während des Schaltvorgangs verändert sich die Phasendifferenz φ über dem Kontakt um 2π , und es fällt kurzzeitig eine Spannung über dem Kontakt ab, wie in Abb. 3.5 zu sehen ist. Die Integration des Spannung über der Zeit während eines Schaltvorgangs ergibt ca. $2,067 \cdot 10^{-15}$ Vs entsprechend einem Flussquant Φ_0 . Daraus ergibt sich die Modellvorstellung, dass mit einem Schaltvorgang des Josephson-Kontaktes der Transfer eines Flussquants durch den Kontakt einhergeht. Die in Abb. 3.5 auf den Schaltvorgang folgenden Oszillationen finden bei der sogenannten Plasmafrequenz ω_p statt, welche zu

$$\omega_p = \sqrt{L_J C_J} [1 - (I/I_c)^2]^{1/4} \quad (3.12)$$

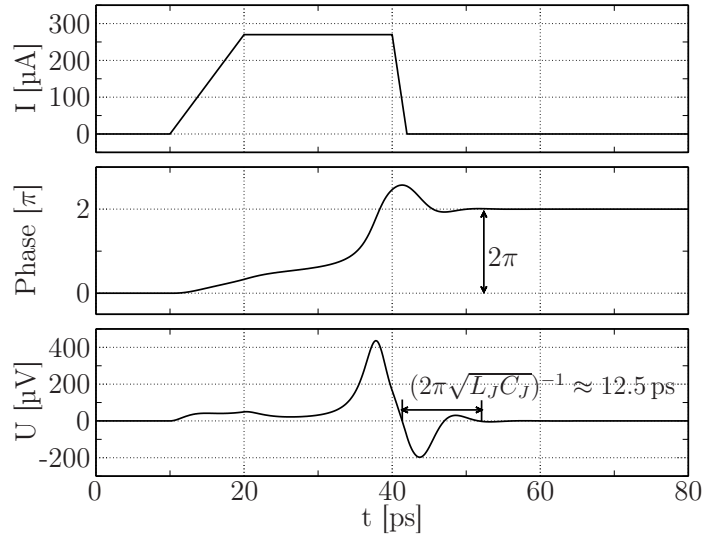


Abb. 3.5: Phasen- und Spannungsverlauf bei einem einzelnen Josephsonkontakt, durch den der dargestellte Strom $I(t)$ fließt und damit einen Schaltvorgang auslöst. Die Simulation erfolgte mit einem technologietypischen Parametersatz von $I_c = 250 \mu\text{A}$, $R_S = 1,025 \Omega$, $C_J = 1,23 \text{ pF}$.

berechnet wird [63] bzw. für $I \ll I_c$ mit

$$\omega_p \approx \sqrt{L_J C_J} \quad (3.13)$$

approximiert wird.

Unterbrechung eines supraleitenden Rings durch einen Josephson-Kontakt

Wird in einen supraleitenden Ring ein Josephson-Kontakt mit $\beta_C = 1$ eingefügt und einem externen magnetischen Fluss ausgesetzt, der vom Ursprungszustand beim Übergang zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand abweicht, verhält sich der Ring zunächst wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben. Wird die Flussänderung im Vergleich zum Ursprungszustand so groß, dass der induzierte Kompensationsstrom I_{loop} den kritischen Strom I_c des Kontaktes überschreitet, findet ein Schaltvorgang statt, im Rahmen dessen ein Flussquant in den Ring transferiert und der Kompensationsstrom um den Wert Φ_0/L_{ring} reduziert wird. Ist die Differenz zwischen dem externen Fluss Φ_{ext} und dem sich nun in dem Ring befindlichen Fluss Φ_Σ weiterhin so groß, dass der sich neu einstellende Kompensationsstrom I_{loop} größer ist als I_c , schaltet der Kontakt so lange weiter, bis die Bedingung

$$|\Phi_\Sigma - \Phi_{ext}| < I_c L_{ring} \quad (3.14)$$

erfüllt ist.

Ein solcher Ring kann daher prinzipiell als Flussquantenzähler verwendet werden, wenn es gelingt, die Schaltvorgänge zu detektieren und zu zählen. Der im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Magnetfeldsensor beruht auf dem Prinzip der intrinsischen Quantisierung von magnetischem Fluss in einem mit einem Josephson-Kontakt unterbrochenen supraleitenden Ring.

Simulation von Netzwerken mit Josephson-Kontakten

Der an der Universität Berkeley entwickelte Simulator JSIM basiert auf dem RCSJ-Modell [64] und wurde durch J. Satchell mit JSIM_n dahingehend erweitert, dass in der Transientensimulation auch Rauscheinflüsse berücksichtigt werden können [65]. Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Transientensimulationen wurde JSIM_n verwendet.

3.2 Funktionsprinzip des Digital-SQUIDs

3.2.1 Historische Entwicklung von digitalen supraleitenden Magnetfeldsensoren

Supraleitende Quanteninterferometer werden bis heute zu den sensitivsten Magnetfeldsensoren gezählt [63], mit denen Auflösungen im femto-Tesla-Bereich erzielt werden können [66]. Bedingt durch die hohe Empfindlichkeit ist jedoch der Dynamikbereich eines solchen SQUIDs gering. Das SQUID muss mit Hilfe einer Flussregelschleife (*flux locked loop* oder FLL) in seinem Arbeitspunkt gehalten werden. Diese Flussregelschleifen enthalten zumeist auch halbleitende Elektronik, welche bei Raumtemperatur – und damit entfernt vom Sensor – betrieben wird, was die Flankensteilheit und den Dynamikbereich des Sensorsystems einschränkt.

Die in Kapitel 3.1 geschilderte Eigenschaft der Flussquantisierung in supraleitenden Schleifen in Kombination mit den Eigenschaften von Josephson-Kontakten legen es nahe, einen supraleitenden AD-Wandler bzw. digitalisierenden Magnetfeldsensor auf Grundlage des Zählprinzips zu entwickeln und dabei die intrinsische Digitalisierung in einem supraleitenden Ring zu nutzen. Durch das physikalisch festgelegte niederwertige Bit, welches genau einem Flussquant Φ_0 entspricht, bieten auf diesem Prinzip basierende Wandler mit der entsprechenden Rückkopplung das Potential eines großen Messbereichs bei gleichzeitig hoher Linearität. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die entsprechenden Anfangsent-

wicklungen in den USA, Japan und Europa gegeben, welcher jedoch keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt.

Ziel bei diesen Entwicklungen war es, die bei Raumtemperatur funktionierende Flussregelschleifen-Elektronik von DC-SQUIDS durch supraleitende Elektronik zu ersetzen, so dass am Ausgang der supraleitenden Schaltung direkt ein digitalisiertes Signal entsteht.

Erste Konzepte zu supraleitenden AD-Wandlern wurden bereits in den 70er Jahren vorgestellt [67] – eine umfassende Übersicht der Konzepte der 70er und 80er Jahre findet sich in [68].

1991 demonstrierten Kuo und Radparvar in Kalifornien einen 4-bit AD-Wandler nach dem Zählverfahren [69], welcher an dem von Hurrell und Silver vorgestellten Prinzip [67] angelehnt ist. Hierbei werden DC-SQUIDS verwendet, die in den Spannungszustand getrieben werden. An der Universität von Stony Brook stellten Lin, Semenov und Likharev 1995 einen 16-bit AD-Wandler vor, welcher Zähler und Dezimationsfilter auf einem Chip integrierte [70]. Das Prinzip wurde von der Gruppe von Semenov weitergeführt [71, 72] und darauf aufbauend ein Sigma-Delta-AD-Wandler entwickelt [73], der mittlerweile in kommerziell erhältlichen Hochfrequenz-Empfängern eingesetzt wird [74].

In Japan entwickelten 1988 Fujimaki et. al. [75] ein supraleitendes Magnetometer auf der Basis eines DC-SQUIDS und einer supraleitenden Schleife. Auch in diesem Konzept findet keine direkte Rückkopplung statt.

In Europa wurden mehrere Ansätze verfolgt: mit dem sogenannten Doppel-Relaxation-Oszillation-SQUID („*double relaxation oscillation SQUID*“ oder DROS) wurde an der Universität in Twente ein Konzept vorgestellt, das keinen externen Takt benötigt [76, 77]. In Karlsruhe wurde von D. Drung der Ansatz verfolgt, eine FLL mit Digitalausgang zu entwerfen, welche im gekühlten Bereich arbeitet.

An der TU Ilmenau beschäftigten sich S. Lange und G. Hildebrandt zwischen 1997 und 2000 mit einem weiteren Konzept [78, 79]. Aufgrund der Verwendung eines Komparators mit hysteretischen Kontakten im Rückkoppelzweig geht der Vorteil der Linearität über einem hohen Messbereich verloren.

Alle erwähnten Arbeiten zeichnen sich durch eine verhältnismäßig hohe Schaltungskomplexität mit vielen Josephson-Kontakten aus. Ein neuer Ansatz wurde daher von Reich und Ortlepp im Rahmen eines Projektes zur Hochtemperatursupraleitung (HTS) in Zusammenarbeit mit der Universität Twente 2002-2006 verfolgt: Ziel des Projektes namens „DigiSQUID“ war die Entwicklung eines digitalen Magnetfeldsensors, welcher in einem HTS-Prozess produziert werden sollte [80]. Da die Prozessausbeute bei Schaltungen mit

HTS-Materialien niedriger ist als die bei Schaltungen mit Niob, war eine der Randbedingungen eine niedrige Schaltungskomplexität mit möglichst wenigen Josephson-Kontakten. Des Weiteren mussten alle Kontakte überdämpft sein, da ungedämpfte Kontakte im HTS-Prozess nicht herstellbar sind. Das Schaltungskonzept – bestehend aus nur 13 Josephson-Kontakten und einer direkten digitalen Rückkopplung in die Einkoppelspule – wurde für die HTS-Technologie konzipiert und hergestellt; aufgrund von technologischen Schwierigkeiten waren die Bausteine jedoch nicht funktionstüchtig [66]. 2005 wurde der Funktionsnachweis des Konzepts auf Basis einer Tieftemperaturschaltung in einem Niob-Prozess erbracht und der Sensor im Laborversuch charakterisiert [81, 82]. Ausgangspunkt zu Beginn dieser Arbeit 2009 ist die von Reich/Ortlepp entwickelte Schaltung, welche aus dem Projektnamen abgeleitet als Digital-SQUID bekannt ist.

3.2.2 Schaltungsübersicht

Das Digital-SQUID ist ein supraleitender Magnetfeldsensor, der die Eigenschaft der Flussquantisierung in einer supraleitenden Schleife nutzt, um das Eingangssignal zu digitalisieren. Eine supraleitende Schleife, die Einkoppelspule, wird dem zu messenden externen Magnetfeld ausgesetzt. Das Ausgangssignal des Sensors besteht aus einer Impulssequenz, welche die Veränderung der Messgröße über die Zeit kodiert. Dabei erzeugt ein Anstieg des Eingangssignals am Ausgang des Digital-SQUIDs positive Spannungsimpulse, ein Abfall erzeugt negative Spannungsimpulse. Je schneller das Eingangssignal sich ändert, desto dichter folgen die Spannungsimpulse aufeinander. Die maximale Anzahl der Impulse pro Zeiteinheit wird durch die Taktfrequenz festgelegt.

Das Digital-SQUID bedient sich der aus der RSFQ-Technik bekannten Schaltungsprinzipien zur Erzeugung und Übertragung von Flussquanten sowie des Josephson-Komparators als Entscheidungselement. Wesentlicher Unterschied zur klassischen RSFQ-Schaltungstechnik ist die Verwendung eines ternären Taktes und geschalteter Versorgungsströme: zusätzlich zum Wechsel zwischen logisch „0“ und logisch „1“ wird ein dritter Zustand „-1“ eingefügt, so dass in einem Taktzyklus die Folge „1“ – „0“ – „-1“ – „0“ durchlaufen wird, wie in Abb. 3.6 dargestellt. Synchronisiert zum Takt werden auch alle Versorgungsströme eingeschaltet, ausgeschaltet, invertiert eingeschaltet und wieder ausgeschaltet. Durch den ternären Takt können mit demselben Komparator sowohl negative als auch positive Änderungen des Magnetfelds erfasst werden. Vorteil dieses Schaltungskonzepts ist sowohl die Vermeidung der Auswirkungen von technologiebedingten Streuungen, welche bei der Verwendung von je einem Komparator für positive und einem für negative Feldänderungen zum Tragen kämen, als auch die geringe Anzahl der benötigten Josephsonkontakte.

Die gesamte Schaltung verwendet lediglich 13 Kontakte. Neben der im Vergleich zu komplexeren Schaltungen zu erwartenden höheren Fertigungsausbeute ergibt sich durch die geringe Anzahl von Kontakten als weiterer Vorteil eine Reduktion des Versorgungsstroms. Ein hoher Versorgungsstrom wirkt sich negativ auf die Funktion eines Magnetfeldsensors aus, da ein solcher Strom seinerseits ein Magnetfeld verursacht. Der verwendete ternäre Takt ist zudem mittelwertfrei, so dass bei Frequenzen unterhalb der Taktfrequenz kein störendes Magnetfeld durch Takt und Versorgungsströme hervorgerufen wird.

Abbildung 3.6 zeigt das Blockschaltbild des Digital-SQUIDS bestehend aus Eingangswandler, Josephson-Übertragungsleitung (JTL), Komparator, Ausgangswandler und Einkoppelspule. Die Funktionsweise der einzelnen Blöcke wird im Folgenden im Detail er-

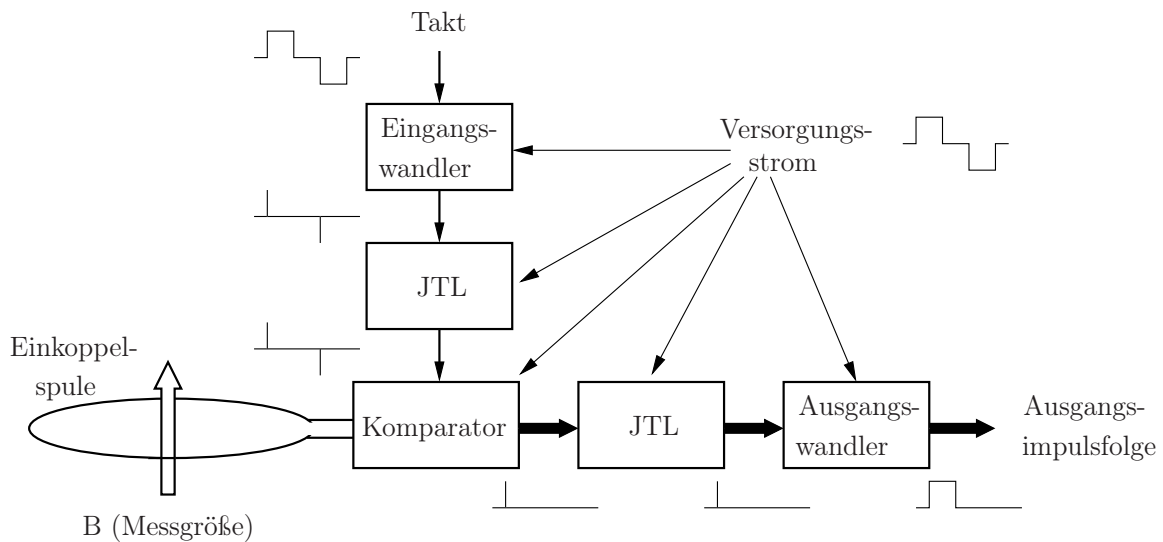


Abb. 3.6: Blockschaltbild des Digital-SQUIDS mit einer schematischen Skizze der Signalformen zwischen den Blöcken.

läutert. Dabei wird die Festlegung getroffen, dass ein Flussquant als „positiv“ bezeichnet wird, wenn es einem Strom im mathematisch positiven Sinne entgegenwirkt, d. h. seinerseits einen Kreisstrom im Uhrzeigersinn hervorruft, und als „negativ“, wenn es einen dem Uhrzeigersinn entgegengesetzten Kreisstrom hervorruft.

3.2.3 Funktionsweise der einzelnen Schaltungsblöcke

Josephson-Übertragungsleitung

Die Josephson-Übertragungsleitung dient zur Übertragung von Flussquanten bzw. SFQ-Impulsen. Sie besteht aus zwei mit einer Induktivität verbundenen Josephson-Kontakten.

Die Induktivität ist so dimensioniert, dass die aus J_1 , L_1 , L_2 und J_2 gebildete Schleife keine Flussquanten speichern kann. In Abbildung 3.7 ist der Ablauf im positiven Teil des Taktzyklus' schematisch dargestellt. Dabei wird der Versorgungsstrom in hellgrau, der

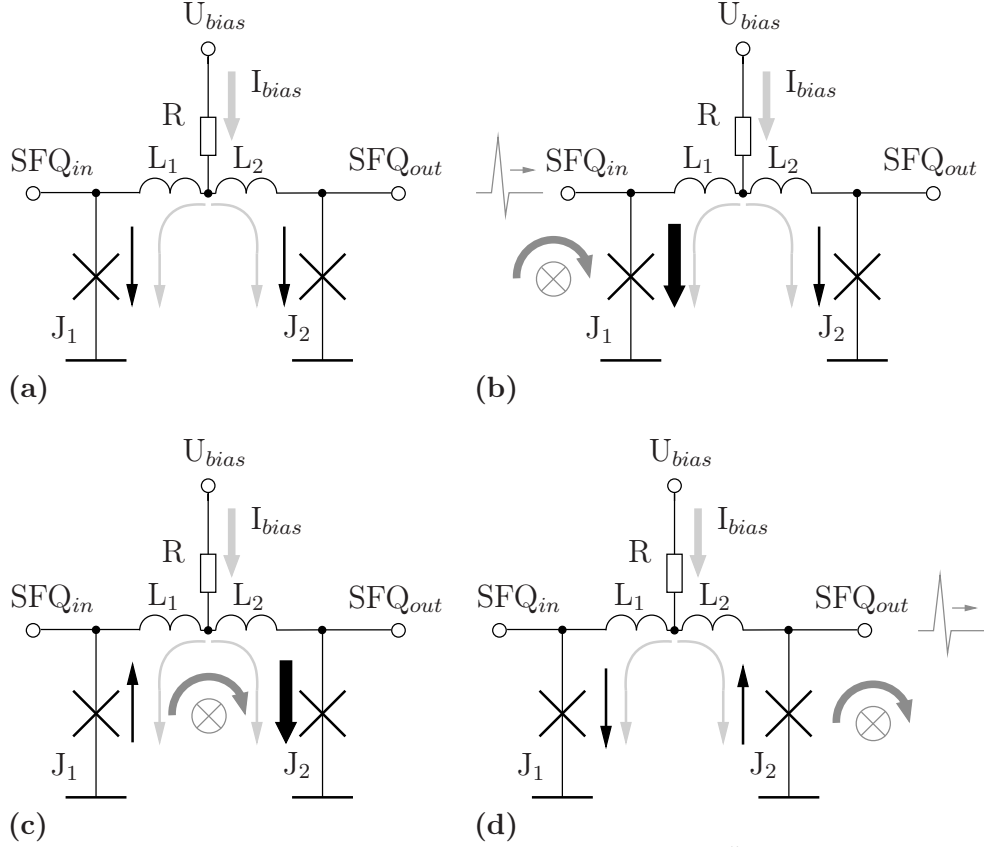


Abb. 3.7: Blockschaltbild und Schaltvorgänge in der Josephson-Übertragungsleitung.

durch Flussquanten verursachte Kreisstrom in mittelgrau und der resultierende Strom durch die Kontakte in schwarz dargestellt. Wird der positive Versorgungsstrom eingeschaltet, teilt er sich zunächst symmetrisch über die beiden Zweige $L_1 - J_1$ und $L_2 - J_2$ auf (Abb. 3.7(a)). Durch einen eintreffenden SFQ-Impuls erhöht sich der Strom durch J_1 (Abb. 3.7(b)), so dass dessen kritischer Strom überschritten wird und der Kontakt schaltet. Dabei springt – wie in Abb. 3.5 dargestellt – die Phase von J_1 um 2π , ein positiver SFQ-Impuls wird emittiert und ein positives Flussquant dringt in die Schleife ein. Dieses erzeugt einen Kreisstrom, so dass abermals eine Stromumverteilung in den Zweigen erfolgt (Abb. 3.7(c)). Dadurch wird der kritische Strom von J_2 überschritten – J_2 schaltet unter Emission eines positiven SFQ-Impulses (Abb. 3.7(d)), das Flussquant verlässt die Schleife. Die Schaltvorgänge von J_1 und J_2 erfolgen in einem Abstand von wenigen Picosekunden.

Wird der Versorgungsstrom im „-1“-Zustand des ternären Taktes umgepolt, wiederholen sich die beschriebenen Vorgänge mit umgekehrten Vorzeichen.

Anhand der Darstellung von Abbildung 3.7 wird deutlich, dass im positiven Teil des Taktes ausschließlich positive Flussquanten von der Josephson-Übertragungsleitung transferiert werden können, während im negativen Teil des Taktes lediglich negative Flussquanten übertragen werden.

Eingangswandler

Der Eingangswandler, dessen Schaltbild sowie der Phasenverlauf der einzelnen Kontakte in Abb. 3.8 dargestellt ist, überführt den angelegten ternären Takt in alternierende positive und negative SFQ-Impulse. Nach Einschalten des positiven Versorgungstroms

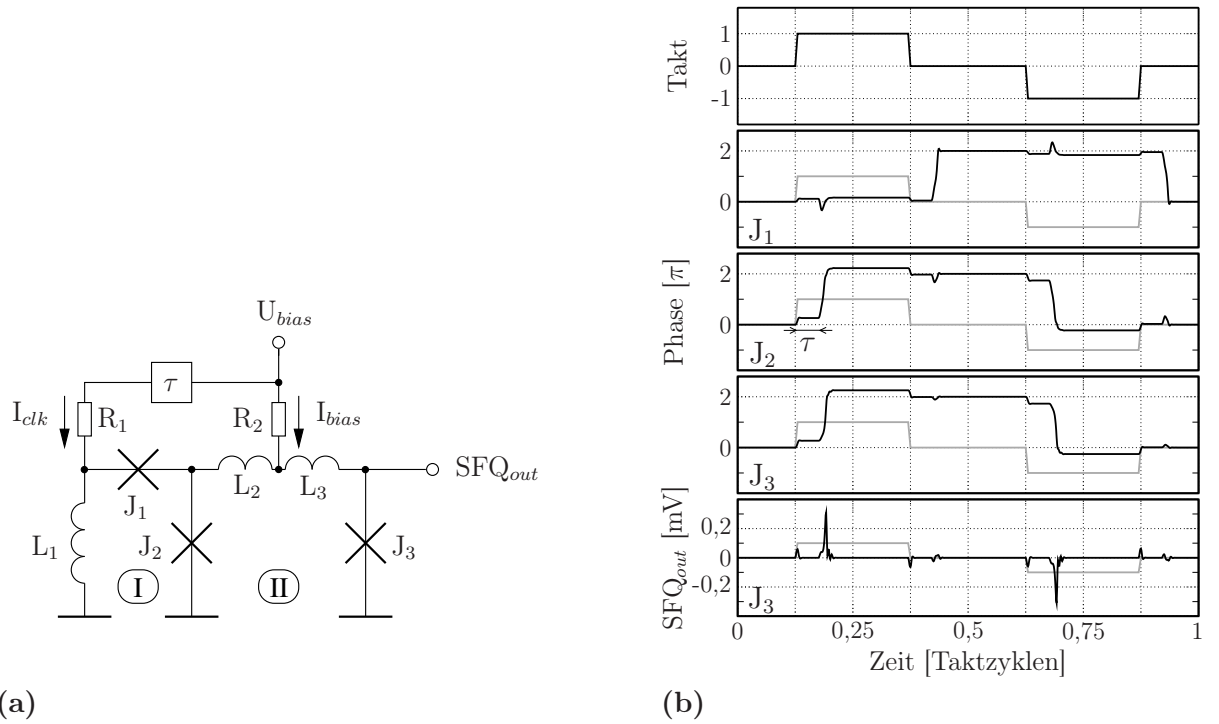


Abb. 3.8: (a) Schaltbild des Eingangswandlers und (b) Phasenverlauf der einzelnen Kontakte mit Taktsignal (grau) im Hintergrund.

I_{bias} in Abb. 3.8 teilt sich dieser über L_2 und L_3 auf. Mit einer kurzen zeitlichen Verzögerung τ folgt auch der Taktstrom I_{clk} , welcher über L_1 und den Zweig $J_1 - J_2$ zur Masse abfließt. Durch die positive Überlagerung von Versorgungs- und Taktstrom wird der kritische Strom des Kontaktes J_2 überschritten: J_2 schaltet, seine Phase springt um 2π , ein positives Flussquant tritt von der Schleife $L_1 - J_1 - J_2$ in die Schleife $J_2 - L_2 - L_3 - J_3$ über. Dadurch kommt es zu einer Stromumverteilung in beiden Schleifen. In der ersten Schleife fließt nun ein Großteil des Taktstroms über L_1 zur Masse, während der

Großteil des Versorgungsstroms in der zweiten Schleife im Zweig $L_3 - J_3$ fließt. Da die Induktivitäten L_2 und L_3 so dimensioniert sind, dass die Schleife nicht speichert, wird durch die Stromumverteilung der kritische Strom von J_3 überschritten, so dass der Kontakt schaltet, einen positiven SFQ-Impuls erzeugt, und das Flussquant dabei die Schleife über J_3 wieder verlässt.

Mit dem Abschalten von Versorgungs- und Taktstrom wird der Eingangswandler durch einen Schaltvorgang des Auslasskontaktes J_1 zurückgesetzt.

Im negativen Teil des Taktzyklus wiederholen sich oben beschriebene Vorgänge, allerdings mit invertierten Vorzeichen.

Ausgangswandler

Die Schaltung für den Ausgangswandler besteht aus drei supraleitenden Schleifen, die in Abb. 3.9(a) mit römischen Zahlen bezeichnet sind. Schleife I setzt sich zusammen aus $J_1 - L_1 - J_2 - J_3$, Schleife II aus $J_3 - J_2 - L_2 - J_4 - L_3$ und Schleife III, welche Schleifen I und II beinhaltet, über $J_1 - L_1 - L_2 - J_4 - L_3$. Jede Schleife für sich ist so dimensioniert, dass genau ein Flussquant gespeichert werden kann.

In Abb. 3.9(a)-(d) sind die Stromverläufe über den Kontakten zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde darauf verzichtet, jeden einzelnen Stromanteil einzuzuzeichnen, d.h. es werden nur die wesentlichen Stromverteilungen gezeigt. Kontakte, deren kritischer Strom überschritten wird, so dass sie schalten werden, sind durch ein gestricheltes Kontaktzeichen gekennzeichnet.

Wird die positive Versorgungsspannung eingeschaltet (3.9(a)), verteilt sich der Strom über die drei Zweige R_1 , R_2 und R_3 auf drei verschiedene Einspeisepunkte 1 – 3. Der Großteil von I_{bias1} (hellgrau) fließt über J_1 zur Masse, der Großteil von I_{bias2} (dunkelgrau) über J_2 und J_3 und der Großteil von I_{bias3} (mittelgrau) über J_3 . Alle drei Versorgungsströme überlagern sich positiv an J_3 , so dass dessen kritischer Strom überschritten wird und er schaltet. Die resultierende Stromverteilung ist durch die schwarzen Pfeile gekennzeichnet. Dadurch wird in Schleife I ein negatives und in Schleife II ein positives Flussquant erzeugt, welche durch die von ihnen induzierten Kreisströme J_3 entlasten (3.9(b)). In Abb. 3.9(b-d) wird nicht mehr zwischen den einzelnen Versorgungsströmen unterschieden, sondern die aus ihnen resultierende Stromverteilung wird in dunkelgrau dargestellt. Aus Sicht von Schleife III kompensieren sich das positive und das negative Flussquant, so dass die oben erwähnte Speicherbedingung nicht verletzt wird. Wird nun J_1 durch einen eintreffenden SFQ-Impuls zum Schalten veranlasst, tritt das negative Flussquant über J_1 aus der

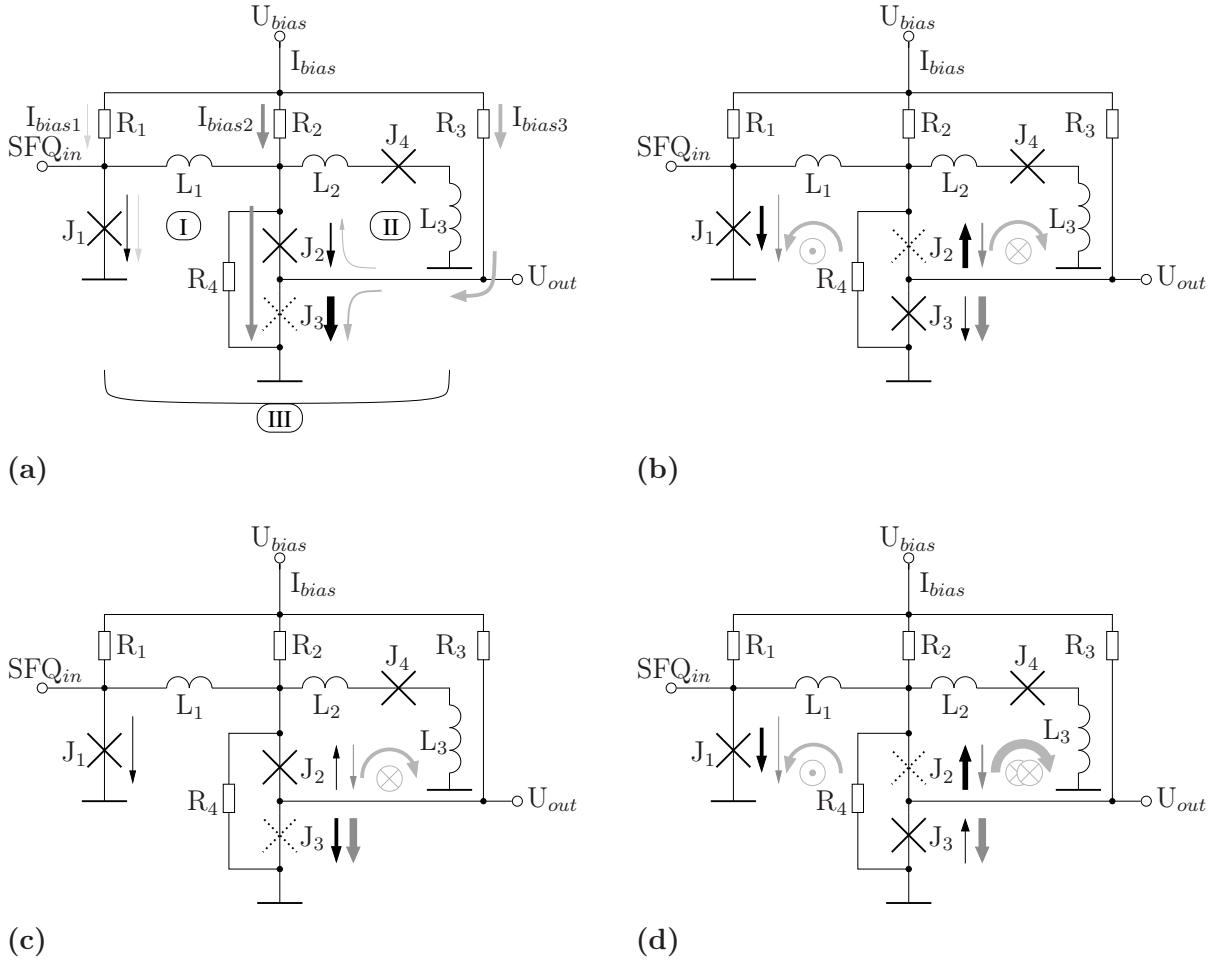


Abb. 3.9: Blockschaltbild und Schaltvorgänge des Ausgangswandlers. Der schaltende Kontakt ist jeweils in unterbrochenen Linien dargestellt.

Schleife aus bzw. wird durch ein eintretendes positives Flussquant ausgelöscht, während das positive Flussquant in Schleife II erhalten bleibt (3.9(c)). Die sich einstellende Stromverteilung überschreitet erneut den kritischen Strom von J_3 . Der Kontakt schaltet, erzeugt ein positives Flussquant in Schleife II und ein negatives in Schleife I (3.9(d)). Für Schleife I und III bleibt die Speicherbedingung auch in diesem Zustand weiterhin unverletzt, in Schleife II befinden sich nun jedoch zwei positive Flussquanten, was einen instabilen Zustand darstellt. J_2 schaltet und transferiert ein positives Flussquant von Schleife II in Schleife I und stellt damit den vorherigen Zustand (3.9(c)) wieder her, bei dem jedoch J_3 schalten muss. Solange der positive Versorgungsstrom angeschaltet ist, oszillieren die beiden Kontakte J_2 und J_3 . Ausgangsseitig gesehen stellen J_2 und J_3 ein DC-SQUID im Spannungszustand dar, dessen mittlere positive Spannung in Höhe von ca. 200 μV mit Hilfe eines halbleitenden Differenzverstärkers detektiert werden kann.

Mit Abschalten des positiven Versorgungsstroms befindet sich ein positives Flussquant in Schleife II und keines in Schleife I. Damit ist ein stabiler Zustand erreicht, in dem keiner der Kontakte schaltet.

Wird nun der negative Versorgungsstrom eingeschaltet, schaltet J_4 , so dass das eingespeicherte positive Flussquant die Schleife II – und damit gleichzeitig Schleife III – verlässt. Nach einem kurzen Einschwingvorgang, während dessen J_3 zweimal und J_2 einmal schaltet, ist ein Zustand vergleichbar mit dem in Abb. 3.9(b) mit umgekehrten Vorzeichen erreicht, so dass bei Eintreffen eines negativen SFQ-Impulses am Eingang J_2 und J_3 in den Spannungszustand kommen, diesmal mit einer mittleren negativen Spannung aus Ausgangssicht.

Abb. 3.10 zeigt die Phasenverläufe an den Kontakten des Ausgangswandlers während eines Taktzyklus' mit einem initialen positiven SFQ-Impuls. Des Weiteren ist die Aus-

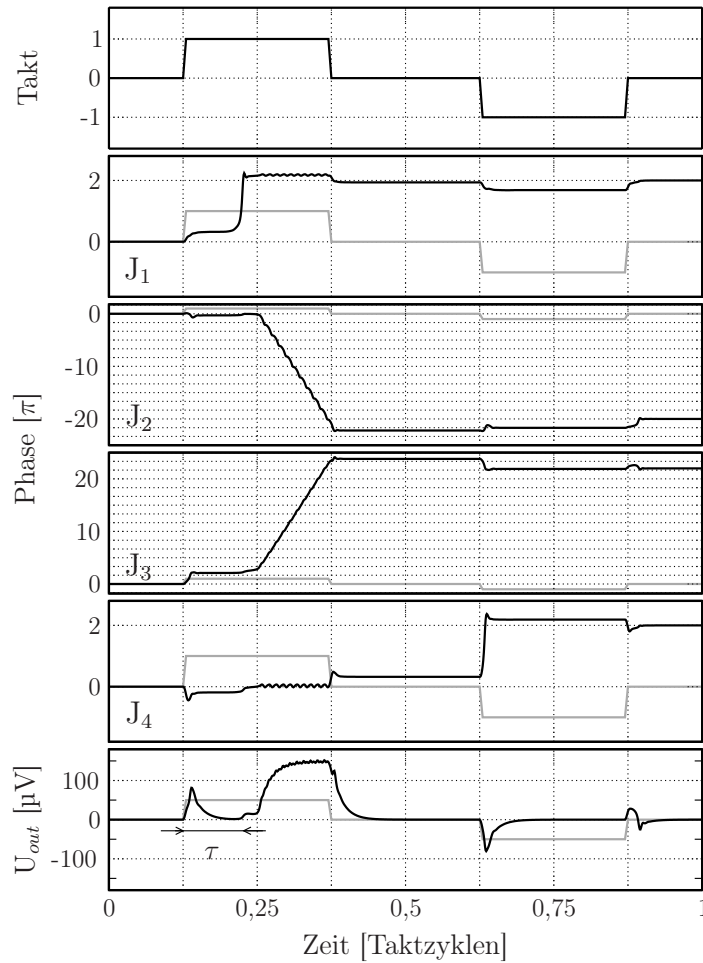
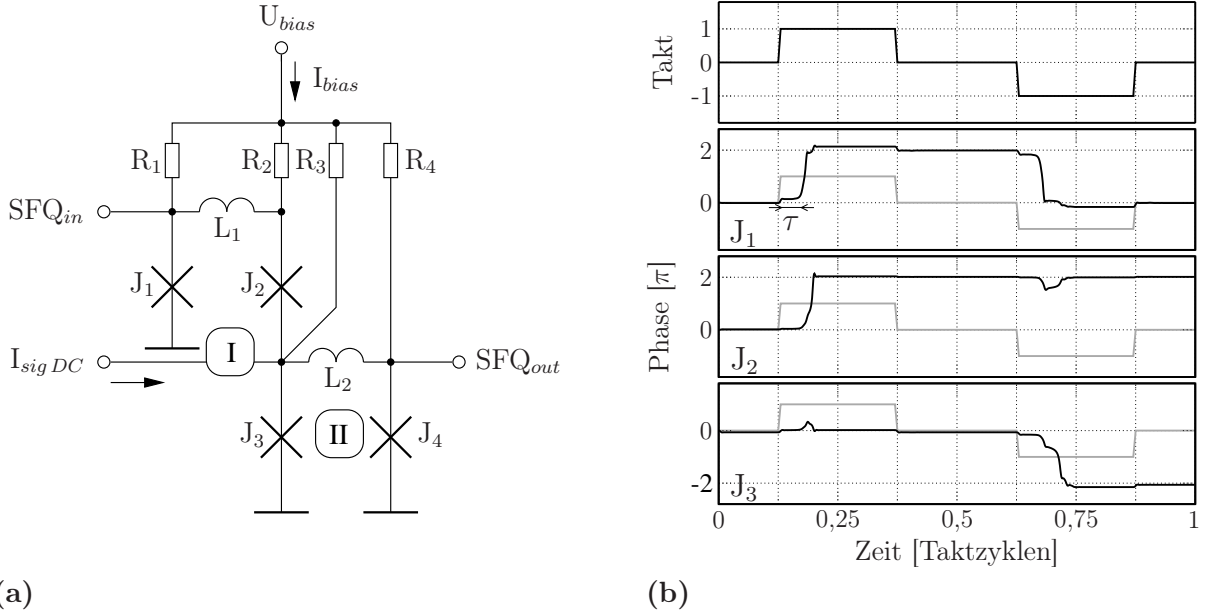


Abb. 3.10: Phasenverlauf an den Kontakten des Ausgangswandlers sowie Ausgangsspannung (an $50\,\Omega$ parallel $2\,\text{pF}$).

gangsspannung des Wandlers bei Belastung mit einer ohmsch-kapazitiven Parallelschaltung mit $R=50\ \Omega$ und $C=2\text{ pF}$ dargestellt. Damit der Einfluss der Verzögerungsleitung sichtbar wird, wurde die Simulation mit einer sehr großen Verzögerung τ durchgeführt. In der Praxis wird die Verzögerung sehr viel kleiner gewählt, so dass die Ausgangsspannung fast während der gesamten positiven bzw. negativen Taktphase abgegriffen werden kann.

Josephson-Komparator

Der Josephson-Komparator ist das Entscheidungselement in der RSFQ-Technik. Der Kern des Komparators besteht aus zwei Josephson-Kontakten, J_2 und J_3 in Abb. 3.11(a), zwischen denen der Signalstrom $I_{sig\ DC}$ zugeführt wird. Mit dem Eintreffen eines positiven



(a) (b)
Abb. 3.11: (a) Schaltbild des Josephson-Komparators und (b) Phasenverlauf der einzelnen Kontakte bei negativem Eingangsstrom

SFQ-Impulses im positiven Teil des Taktzyklus' schaltet J_1 , so dass ein positives Flussquant in die Schleife I (bestehend aus $J_1 - L_1 - J_2 - J_3$) eintritt. Da diese als nichtspeichernde Schleife dimensioniert ist, muss das Flussquant noch in demselben Taktzustand die Schleife wieder verlassen - wahlweise über einen Schaltvorgang von J_2 oder J_3 . Welcher dieser beiden Kontakte tatsächlich schaltet ist abhängig vom Schwellstrom I_{th} des Komparators sowie vom Signalstrom $I_{sig\ DC}$. Überschreitet $I_{sig\ DC}$ im positiven Teil des Taktzyklus den Schwellstrom I_{th+} , überlagert er sich positiv mit dem Versorgungsstrom über J_3 , so dass J_3 schaltet und das positive Flussquant von Schleife I in Schleife II übergeht und letztendlich einen positiven SFQ-Impuls am Ausgang der Schaltung hervorruft.

Ist $I_{sig\ DC}$ dagegen kleiner als I_{th+} , wird der resultierende Strom über J_3 kleiner als der über J_2 . In diesem Fall schaltet der Auslasskontakt J_2 , so dass kein SFQ-Impuls zum Ausgang transportiert wird.

Im negativen Teil des Taktzyklus' werden alle Ströme mit Ausnahme des Signalstroms invertiert. Auch der Schwellstrom I_{th+} wechselt seine Polarität und wird zu I_{th-} . Ein Signalstrom kleiner I_{th-} führt nun zu einem Schaltvorgang von J_3 , welcher ein negatives Flussquant in Schleife II überführt, so dass auch J_4 schalten muss und einen negativen SFQ-Impuls am Ausgang erzeugt. Ist der Signalstrom in diesem Teil des Taktzyklus' größer als I_{th-} , schaltet J_2 , und es tritt kein SFQ-Impuls am Ausgang auf.

Abb. 3.11(b) zeigt die Phasenverläufe der Kontakte J_1 , J_2 und J_3 während eines Taktzyklus'. Dabei wurde beispielhaft ein Signalstrom gewählt, welcher den invertierten Schwellstrom I_{th-} unterschreitet.

Einkoppelspule/Antenne

Neben dem Josephson-Komparator ist das zweite wesentliche Element des Digital-SQUIDs die Antenne. Damit eine gezielte Auswertung der Schaltvorgänge stattfinden kann, muss die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Anordnung einer durch einen Josephson-Kontakt unterbrochenen supraleitenden Schleife getaktet werden. Die supraleitende Einkoppelspule wird an den Komparatorkontakt J_3 angeschlossen, wie im Abb. 3.12 zu sehen ist. Wird die Einkoppelspule einem externen Magnetfeld ausgesetzt, ruft der externe Fluss Φ_{ext} , welcher versucht die Spule zu durchdringen, einen Kreisstrom I_{loop} hervor. I_{loop} wiederum verursacht einen Fluss Φ_{loop} , der dem externen Fluss entgegengesetzt ist, aber die gleiche Größe hat. Der resultierende Fluss Φ_{Σ} ist Null, d. h. die Schleife bleibt feldfrei. Beim Einschalten des positiven Versorgungsstroms (Taktzustand 1) ändert sich nichts an dieser Konstellation, solange der Schleifenstrom I_{loop} , welcher für den Komparator als Signalstrom wirkt, den Schwellstrom I_{th+} nicht überschreitet (Abb. 3.12(a)). Wenn I_{loop} größer ist als I_{th+} ergibt sich ein instabiler Zustand, so dass J_3 schaltet (Abb. 3.12(b)) und ein positiver Fluss Φ_{Σ} in Höhe eines Flussquants Φ_0 die Spule durchdringt. In Abb. 3.12(c) ist zu sehen, wie I_{loop} und Φ_{loop} ihre Polarität ändern müssen, weil der Fluss in der Spule nun größer ist als Φ_{ext} .

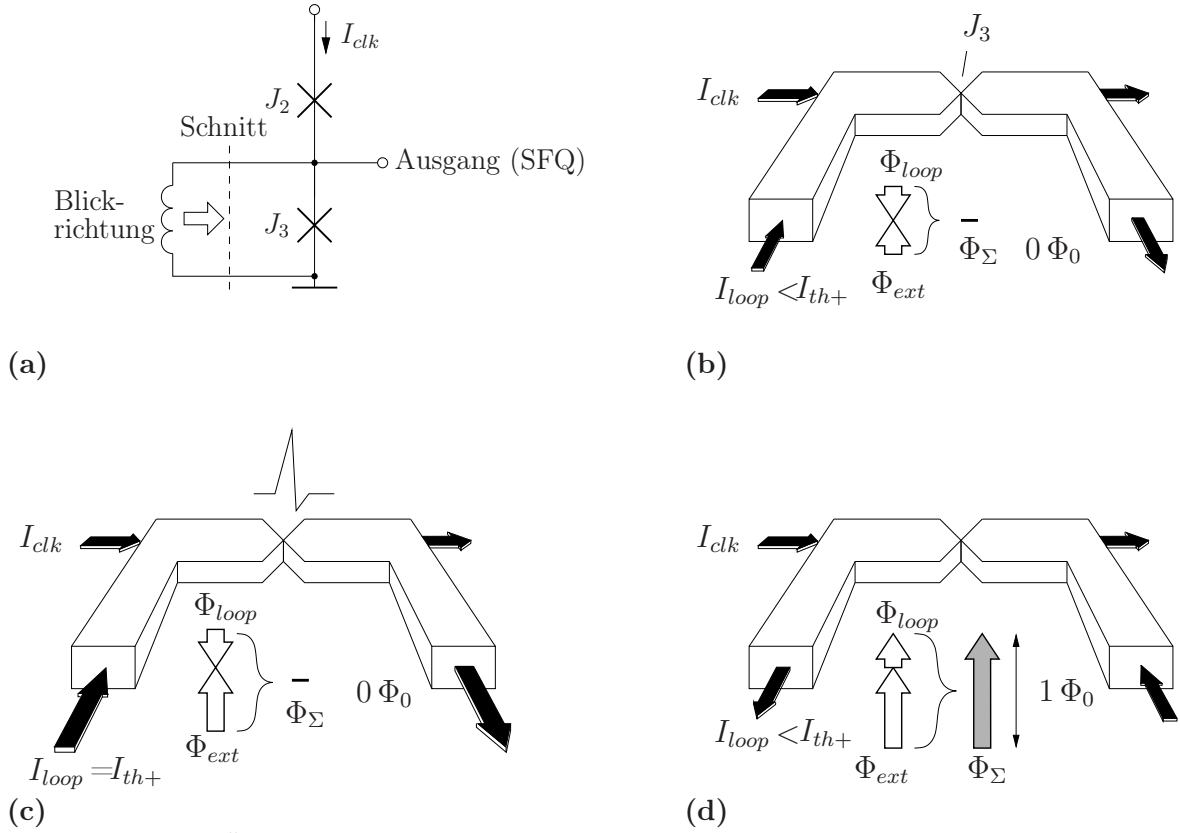


Abb. 3.12: (a) Übersicht zur Erläuterung der Schnittbilder (b)-(d): Die unterbrochene Linie deutet die Stelle des Schnittes an, der Pfeil symbolisiert die Blickrichtung. (b)-(d): Schematische Strom- und Flussverteilung in der Einkoppelspule während des positiven Teil des Taktzyklus'.

3.3 Betrachtung des Digital-SQUIDS als Deltamodulator

Wie in den Abschnitten 3.2.2 und 3.2.3 erläutert, besteht das Ausgangssignal des Digital-SQUIDS aus einer Folge von Impulsen. Positive Impulse kodieren einen Anstieg des eingekoppelten Magnetfeldes, negative einen Abfall. Die Dichte aufeinanderfolgender Impulse spiegelt die Größe des Gradienten wider.

In Abb. 3.13 sind die Signalverläufe des Digital-SQUIDS beispielhaft dargestellt. In Abhängigkeit von der Änderung des Eingangssignals, d. h. dem angelegten Magnetfeld, treten am Ausgang positive bzw. negative Impulse auf. Im positiven Teil des Taktzyklus' kann der Ausgang die logischen Zustände „1“ (positiver Impuls) und „0“ (kein Impuls) annehmen, im negativen Teil des Taktzyklus' dagegen die Zustände „-1“ (negativer Impuls) und

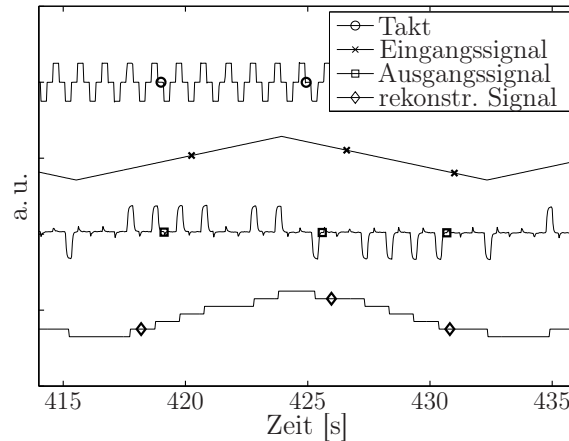


Abb. 3.13: Exemplarische Signalverläufe des Digital-SQUIDs (Messdaten).

„0“ (kein Impuls). In der extern erfolgenden Signalrekonstruktion werden die zeitlich aufeinanderfolgenden Zustände innerhalb eines Taktzyklus’ verrechnet. So werden aus den vier möglichen Zustandskombinationen pro Taktzyklus gemäß Abb. 3.14 durch Summenbildung drei logische Zustände (ternäre Logik) ermittelt. Mit Hilfe dieser Verrechnung können Granularstörungen vermieden werden.

		Summe
0	0	0
0	-1	-1
1	0	1
1	-1	0

Abb. 3.14: Verrechnung der Ausgangsimpulse pro Takt.

Das Digital-SQUID ist demnach eine schaltungstechnische Realisierung eines Deltamodulators. Der ternär betriebene Komparator stellt einen Spezialfall des 1-Bit Quantisierers dar, die Einkoppelspule übernimmt die Funktion des gesamten Rückkoppelzweigs mit Ausnahme der Verzögerungsleitung. Dabei wirkt sie einerseits als Digital-Analog-Wandler, da durch die Schaltvorgänge des Komparators magnetischer Fluss in Höhe von jeweils einem Flussquant Φ_0 in die Spule eindringen bzw. sie verlassen kann. Andererseits wirkt sie als Integrator, da sie die Flussänderungen aufsummiert. Die benötigte negative Rückkopplung wird ebenfalls in der Einkoppelspule realisiert, dadurch, dass bei jeder Änderung des die Spule durchdringenden Flusses der induzierte Strom entsprechend mit jedem Flussquant um Φ_0/L reduziert wird. Die Zuordnung der physikalischen Komponenten des Digital-SQUIDs zu den Schaltungsblöcken des Deltamodulators wird in Abb. 3.15 verdeutlicht.

Aufgrund der intrinsischen Flussquantisierung in der supraleitenden Einkoppelspule ist der in Abb. 2.7 für die DA-Wandlung eingeführte Faktor a hinsichtlich des magneti-

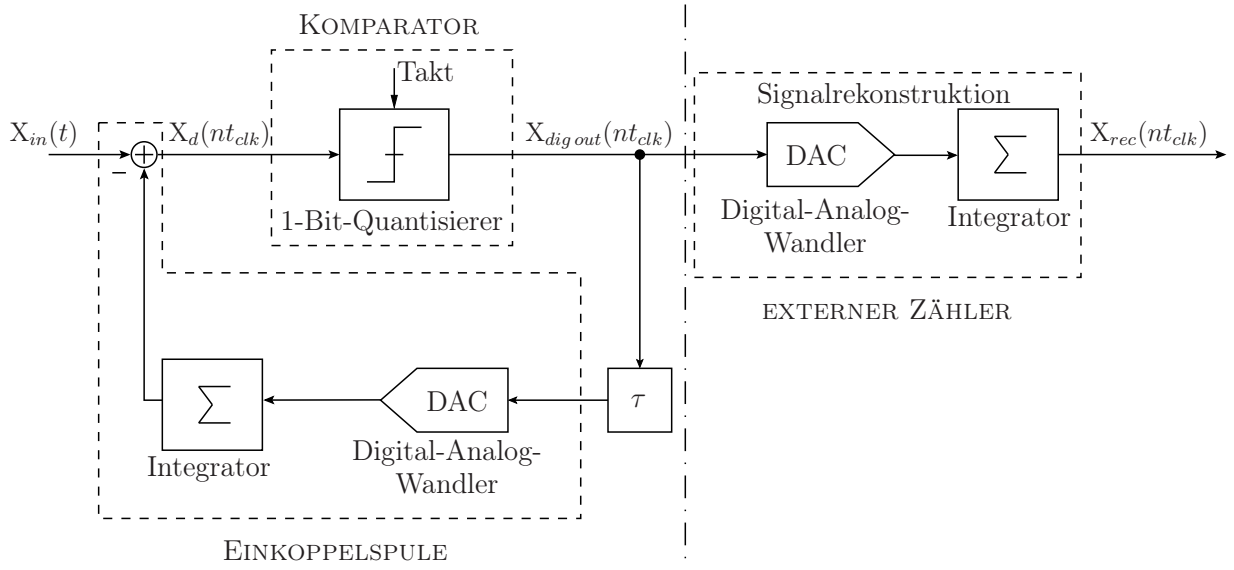


Abb. 3.15: Zuordnung der Schaltungsblöcke des Deltamodulators zu den physikalischen Komponenten des Digital-SQUIDS. $X_{dig\ out}$ ist dimensionslos.

schen Flusses auf die physikalische Naturkonstante Φ_0 festgelegt. Die supraleitende Spule bestimmt daher die Größe des niederwertigen Bits mit Φ_0 , wandelt die dimensionslose digitale Größe $X_{dig\ out}$ in einen analogen magnetischen Fluss und sorgt für Integration und Rückkopplung desselben. Unter der Annahme, dass der in der Signalrekonstruktion frei wählbare Faktor b ebenso auf Φ_0 gesetzt wird, weist das Digital-SQUID ein Tiefpassverhalten auf, da $\Phi_0 \ll 1\text{ Vs}$ ist.

Durch die Fixierung des Rückkoppelfaktors auf eine Konstante kann ein adaptiver Deltamodulator mit dem Konzept des Digital-SQUIDS nicht realisiert werden. Die Einkoppelspule stellt jedoch durch ihr physikalisches Wirkprinzip einen idealen Digital-Analog-Wandler im Rückkoppelzweig des Deltamodulators dar. Daher wird das Wandlungsrauschen des Digital-SQUIDS als Deltamodulator ausschließlich durch die Entscheidungsunsicherheit des Komparators verursacht, auf welche in Abschnitt 5.1 detailliert eingegangen wird.

Kapitel 4

Messumgebung und Messobjekt

4.1 Messaufbau

Abb. 4.1 zeigt den Labormessaufbau, mit dem die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Messdaten aufgenommen wurden. Der Chip ist auf einen keramischen Probenträger mit Goldkontakten gebondet (Abb. 4.2(a)). Dieser wird in einen Probenstab eingeführt, der den Kontakt über vergoldete Federn herstellt. Der Probenstab ist mit einer Abschirmhülse ausgestattet, welche eine signifikante Dämpfung externer Magnetfelder im Niederfrequenzbereich gewährleistet. Diese Vorkehrung ist notwendig, weil das vorliegende Chipdesign eine Einkühlung im Erdmagnetfeld noch nicht erlaubt. Zur Verfügung stehen zwei verschiedene Abschirmhülsen. Für die in Japan gefertigte Abschirmhülse SH_{Japan} wurde im Experiment ein Dämpfungsfaktor von ca. 30 ermittelt (magnetostatische Felder), für die vom IPHT in Jena gefertigte Abschirmhülse SH_{IPHT} liegt der für das Erdmagnetfeld gemessene Schirmfaktor bei ca. 180.

Zur Erzeugung der magnetischen Stimuli innerhalb der Abschirmhülse wurden zwei verschiedene Konfigurationen vorgesehen, die in 4.2(b) aufgezeigt sind. Das Magnetfeld kann einerseits erzeugt werden, indem ein Strom in eine auf dem Chip integrierte Erregerschleife (blau) eingeprägt wird, welche mit einem Koppelfaktor von näherungsweise eins in die Einkoppelspule des Digital-SQUIDs koppelt. Die Induktivitäten und Gegeninduktivitäten der beiden gekoppelten Spulen können mit Hilfe von Extraktionsprogrammen wie FastHenry oder InductEx abgeschätzt werden. Diese Konfiguration ermöglicht es daher, die Einkoppelspule des Sensors einem definierten und bekannten Magnetfeld auszusetzen und wurde – wenn nicht anders gekennzeichnet – als Standardkonfiguration für die Messungen in den folgenden Kapiteln verwendet.

Um innerhalb der Abschirmhülse die Wirkung eines „externen“ Magnetfelds zu simulieren, wurde eine Spule aus Kupferdraht gewickelt und in den Probenstab integriert. Das mit

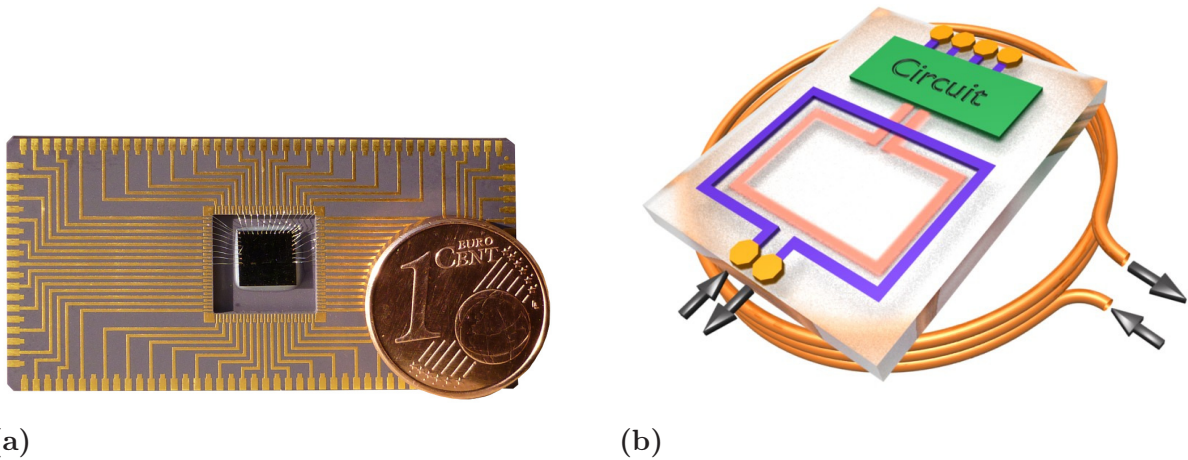


Abb. 4.2: (a) Chip auf Probenträger gebondet, (b) Chipkonfiguration.

Hilfe dieser Spule erzeugte Magnetfeld durchsetzt in gleichem Maße den gesamten Chip, also die Antenne wie auch die Schaltung.

Aus dem Probenstab werden 11 Koaxialleitungen herausgeführt, deren Funktionen in Abb. 4.1 verdeutlicht werden.

Die Takterzeugung sowie die Datenerfassung erfolgt über ein PXI-System von National Instruments, welches von einem PC mit Labview-Umgebung angesteuert wird. PC und PXI-System kommunizieren über eine optische Schnittstelle. Auf der Multifunktionskarte NI6115 wird die Spannung für den ternären Takt über einen Digital-Analog-Wandler erzeugt. Fünf batteriebetriebene steuerbare Stromquellen wandeln die angelegte Taktspannung in die fünf Versorgungs- bzw. Korrekturströme mit unabhängig einstellbarer Amplitude, welche für Erprobungs- und Analysezwecke getrennt aus der Schaltung herausgeführt werden, in der finalen Version aber zusammengefasst werden können.

Das Messsignal wird mit Hilfe eines Signalgenerators (HP33120A bzw. Agilent 33522A) erzeugt und über einen Tiefpassfilter ($R=1\text{ k}\Omega$, $C=2,2\text{ }\mu\text{F}$) alternativ in die auf dem Chip integrierte oder die im Probenstab befestigte Spule eingespeist.

Das Ausgangssignal des Digital-SQUIDs wird von einem Instrumentenverstärker mit 80 dB Verstärkung auf ca. 2 V Amplitude verstärkt und mit der Multifunktionskarte (12 bit ADU, maximale Abtastfrequenz 10 MS/s) abgetastet und auf die Festplatte des angeschlossenen PC geschrieben. Parallel zum Schreibvorgang werden die Daten in Quasi-Echtzeit verarbeitet und visualisiert. Auf diesen Prozess wird in Kapitel 4.2 detailliert eingegangen. Zusätzlich zur Visualisierung auf dem PC wird das Ausgangssignal des Verstärkers auf einem Oszilloskop (Yokogawa DL 9140) dargestellt.

Um gefangenen Fluss eliminieren zu können, wurde der Chip mit einem Heizwiderstand versehen, mit dessen Hilfe er auch innerhalb des mit flüssigem Helium gefüllten Dewargefäßes kurzzeitig in den normalleitenden Zustand versetzt werden kann. Die hierfür notwendige Stromversorgung übernimmt ein Heizer bestehend aus einem 12 V Akkumulator, der manuell ein- und ausgeschaltet werden kann, und einem auf dem Chip integrierten Widerstand, welcher eine Leistung von $\approx 0,3 \text{ W}$ umsetzt.

Bedingt durch den Messaufbau ist die maximale Taktfrequenz zur Zeit auf 40 kHz limitiert. Ausschlaggebend für die Limitierung sind einerseits die steuerbaren Stromquellen, welche mit Hilfe von Operationsverstärkern mit 10-Gang Drahtpotentiometern aufgebaut und nicht für den Betrieb mit höheren Frequenzen geeignet sind. Um diesem Problem Abhilfe zu schaffen, wurde ein Konzept auf Basis von spannungsgesteuerten Verstärkern entwickelt, das Taktfrequenzen bis zu 10 MHz zulässt, bei den für diese Arbeit durchgeführten Messungen jedoch noch nicht eingesetzt. Einen weiteren Engpass stellt der Instrumentenverstärker dar. Die Weiterentwicklung des Verstärkers ist kein Gegenstand der vorliegenden Arbeit, daher wird hier nicht näher darauf eingegangen. Alle im weiteren Verlauf dieser Arbeit vorgestellten Messungen sind daher bei Taktfrequenzen von bis zu 20 kHz entstanden.

4.2 Messdatenauswertung

Labview Benutzeroberfläche

Damit bereits während der Messung erkannt wird, ob sich das Digital-SQUID in einem geeigneten Arbeitspunkt befindet, wurden verschiedene Algorithmen zur Signalrekonstruktion und -analyse entwickelt, in LabView implementiert und auf der Benutzeroberfläche visualisiert. Diese Messumgebung stellt einen wesentlichen Fortschritt im Vergleich zu den bisherigen Verfahren dar, welche eine Kontrolle des Arbeitspunktes lediglich über eine visuelle Inspektion der Impulsintegrität auf dem Oszilloskop vornahmen. Dadurch konnten durch einen schlecht gewählten Arbeitspunkt bzw. durch externe Störungen hervorgerufene Probleme erst bei der nachträglichen Auswertung der Messdaten entdeckt werden, so dass teilweise komplette Messreihen wiederholt werden mussten. Durch diese Bewertungssoftware wurde daher eine wesentliche Erleichterung der praktischen Charakterisierung von Digital-SQUID-Sensoren erreicht.

Abb. 4.3 zeigt die in Labview programmierte Benutzeroberfläche für den Fall eines optimal eingestellten Arbeitspunktes. Dargestellt werden einerseits die Rohdaten und andererseits

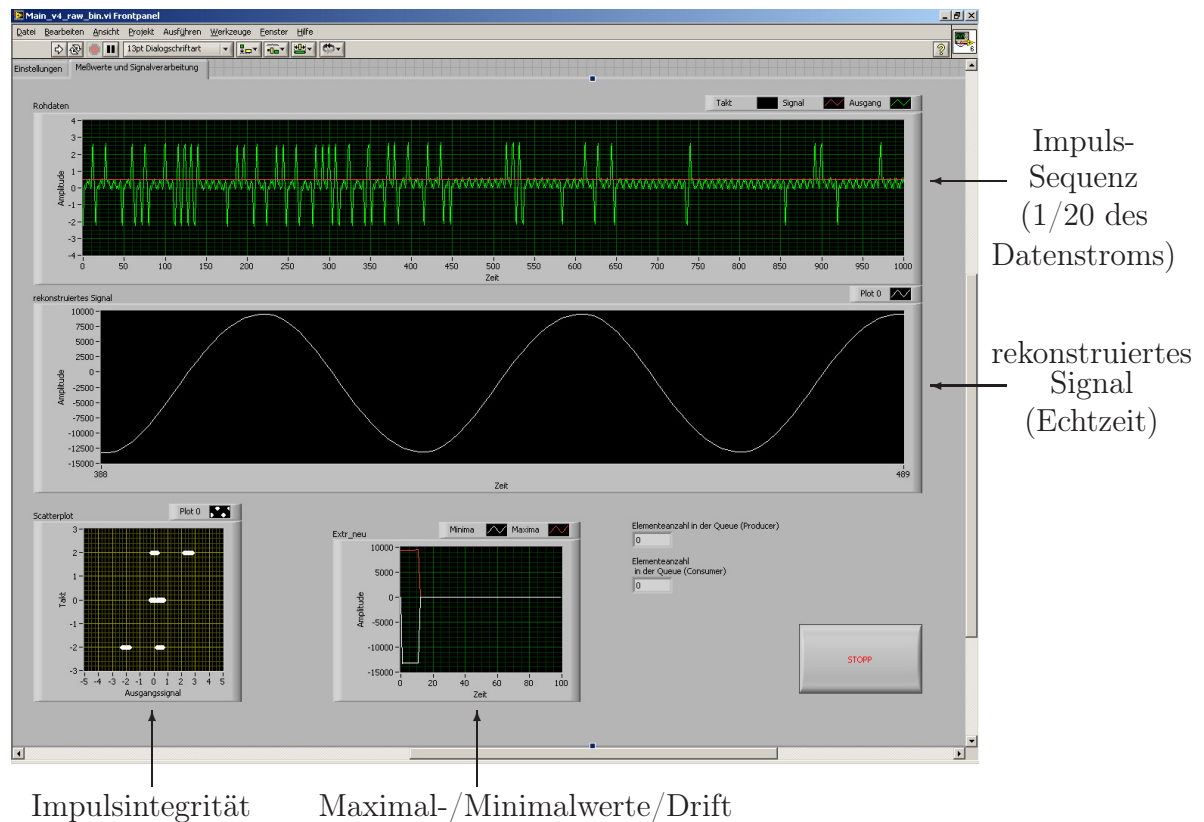


Abb. 4.3: Benutzeroberfläche der Labview-Umgebung.

in Quasi-Echtzeit ausgewertete Daten, welche im Folgenden näher erläutert werden. Das Programm kann bis zu einer Taktfrequenz von 20 kHz betrieben werden. Pro Taktzyklus werden vier Abtastwerte aufgenommen, von denen jeder eine Phase des Taktes „0 – 1 – 0 – -1“ repräsentiert. Bei Taktfrequenzen über 20 kHz ist die Verarbeitungsgeschwindigkeit nicht ausreichend für eine Quasi-Echtzeit-Auswertung. Alternativ kann unter Verzicht auf die Auswertung jedoch der Datenstrom bis hin zu Taktfrequenzen von 500 kHz binär auf die Festplatte geschrieben werden.

Abb. 4.4 zeigt ein Beispiel für ein Oszilloskopbild bei einem optimal eingestellten Arbeitspunkt. Die zeitliche Überlagerung der Spannungsverläufe am Ausgang des Systems weist einen sehr geringen Jitter auf.

Darstellung der Impulssequenz

Im oberen Teil des Bildschirms (Abb. 4.3) werden die Rohdaten dargestellt, welche von der Multifunktionskarte erfasst werden: die verstärkten Ausgangsimpulse sowie wahlweise das zugeführte ternäre Taktsignal oder das zu detektierende Eingangssignal. Aus Gründen der Übersichtlichkeit repräsentiert die Grafik jeweils nur 1/20 des Gesamtdatenstroms.

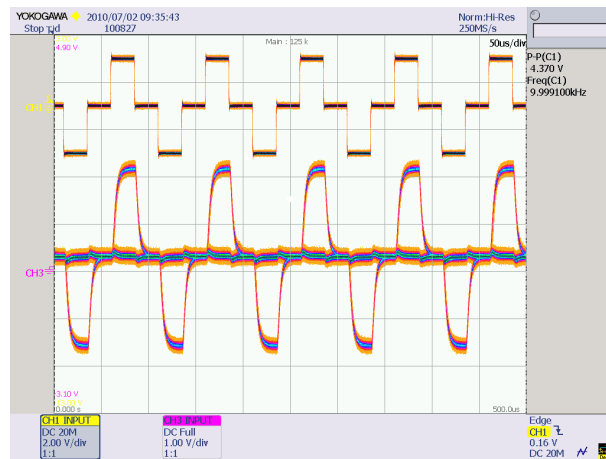


Abb. 4.4: Beispiel für einen korrekten Arbeitspunkt: überlagerte Spannungszeitverläufe („Accumulate Mode“ des Oszilloskops), oben: verstärktes Ausgangssignal des Digital-SQUIDs (Verstärkung 80 dB, 1 V/div), unten: ternäres Taktsignal (2 V/div).

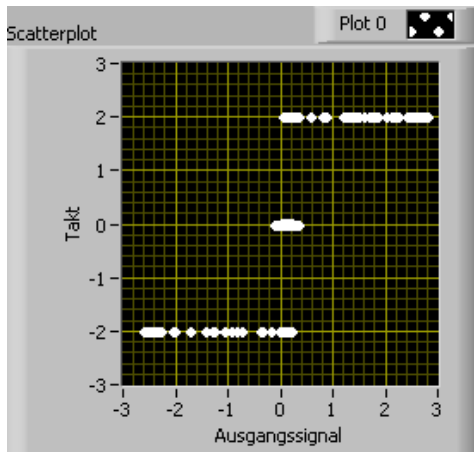
Signalrekonstruktion

Der mittlere Teil des Bildschirms (Abb. 4.3) zeigt das in Quasi-Echtzeit rekonstruierte Signal. Hierzu wurde ein Algorithmus zur Flankenerkennung implementiert, dessen Schwellwerte im laufenden Betrieb eingestellt werden können.

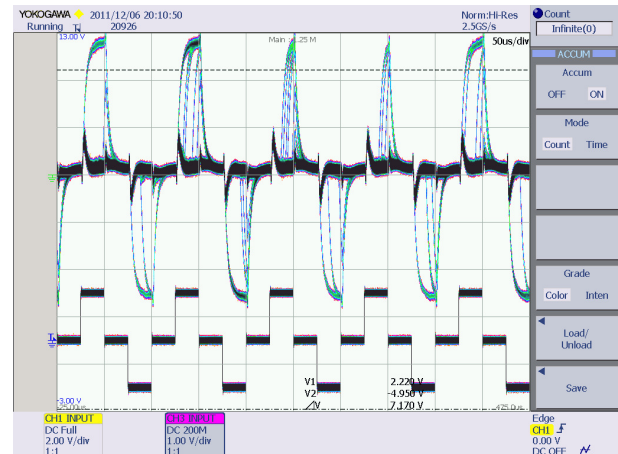
Streudiagramm

Das Streudiagramm (unten links in Abb. 4.3) dient der Überwachung der Impulsintegrität sowie der Ermittlung der Schwellwerte zur Flankendetektion. Es ermöglicht eine zeitnahe Beurteilung des gewählten Arbeitspunktes. Hierzu werden die vom analogen Eingang der Multifunktionskarte abgetasteten Spannungspegel des verstärkten Ausgangssignals des Digital-SQUIDs (x-Achse) den zeitgleich abgetasteten Spannungspegeln des ternären Taktes (y-Achse) gegenübergestellt. Da im positiven Teil des Taktzyklus’ lediglich positive oder keine Impulse und im negativen Teil des Taktzyklus’ negative oder keine Impulse am Ausgang des Digital-SQUIDs auftreten dürfen, bilden sich im Idealfall bis zu fünf Punktwolken für die vier Taktphasen bei (+2 V, +2 V), (0 V, +2 V), (0 V, 0 V), (-2 V, -2 V) und (0 V, -2 V) in der Syntax: (Ausgangsspannung Digital-SQUID, Taktspannung).

In Abb. 4.5 ist ein Beispiel für einen bewusst schlecht gewählten Arbeitspunkt des Digital-SQUIDs dargestellt. Die Punktwolken bei (+2 V, +2 V) und (0 V, +2 V) bzw. bei (-2 V, -2 V) und (0 V, -2 V) verschmelzen im Streudiagramm 4.5(a) zu jeweils einer Linie, so dass eine eindeutige Trennung und damit die Festlegung eines Schwellwerts nicht mehr möglich ist. Abb. 4.5(b) zeigt ein Bildschirmfoto einer Oszilloskopaufnahme im „Accumulate Mo-



(a)



(b)

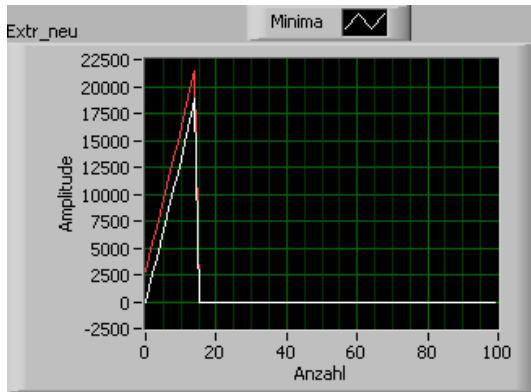
Abb. 4.5: Beispiel für einen schlecht gewählten Arbeitspunkt: (a) Streudiagramm, (b) überlagerte Spannungszeitverläufe („Accumulate Mode“ des Oszilloskops), oben: verstärktes Ausgangssignal des Digital-SQUIDs (1 V/div), unten: ternäres Taktsignal (2 V/div).

de“. In diesem Modus werden mehrere Spannungszeitverläufe in einer Art Augendiagramm überlagert. Oben im Bild ist das verstärkte Ausgangssignal des Digital-SQUIDs dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, wie die Augenweite aufgrund eines verzögert einsetzenden Ausgangswandlers teilweise auf null zurückgeht.

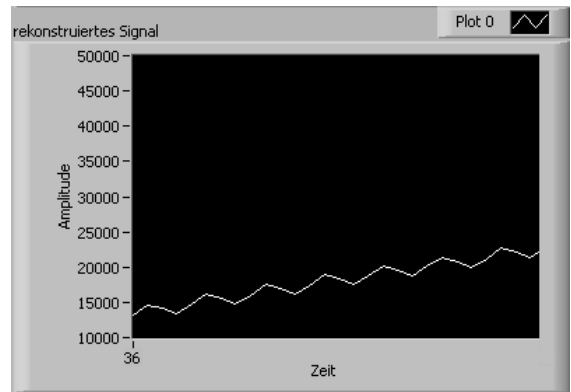
Minima-, Maxima- und Driftüberwachung

Als weiteres Mittel zur Überprüfung des Arbeitspunkts in Quasi-Echtzeit wurde eine Drift- bzw. Minima-/Maximaüberwachung und -anzeige eingeführt (unten Mitte in Abb. 4.3). Hierzu wurde ein Algorithmus zur Detektion lokaler Minima und Maxima entwickelt und in Labview implementiert. In der Anzeige werden Anzahl und Wert der letzten 100 Minima bzw. Maxima dargestellt. Wird das Digital-SQUID mit einem periodischen Signal mit gleichbleibender Amplitude angeregt, bleiben im Idealfall Minima und Maxima über der Zeit konstant.

Wird das Digital-SQUID übersteuert oder ein ungünstiger Arbeitspunkt gewählt, verändern sich die lokalen Extrema über der Zeit. Eine solche Drift, welche auf dem Oszilloskop und auch in der Signalrekonstruktion schwer sichtbar ist, kann über die Amplitudenüberwachung sicher detektiert werden. Abb. 4.6 zeigt ein Extrembeispiel für einen schlecht gewählten Arbeitspunkt, Abb. 4.7 ein Beispiel für Sprünge verursacht durch externe Störungen.

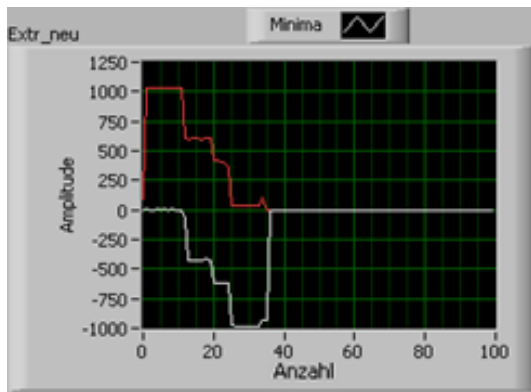


(a)

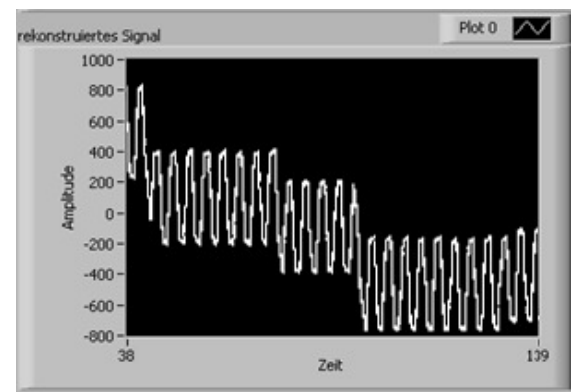


(b)

Abb. 4.6: Beispiel für einen schlecht gewählten Arbeitspunkt (Drift): (a) Amplitudenanzeige, (b) rekonstruiertes Signal mit deutlicher Drift.



(a)



(b)

Abb. 4.7: Beispiel für eine externe Störung: (a) Amplitudenanzeige mit Sprüngen, (b) rekonstruiertes Signal mit Sprüngen.

Diese Sprünge entstehen durch plötzliche Änderungen des externen Magnetfelds, welche durch die Abschirmhülle nicht ausreichend abgeschirmt werden. Sie stellen keine Fehlfunktion des Digital-SQUIDS dar, verhindern jedoch eine Charakterisierung des Sensors mit einer definierten harmonischen Erregung. Tritt eine solche Störung auf, muss die Messung wiederholt werden. Mit Hilfe der Amplitudenüberwachung können Sprünge bereits während der Messung erkannt und die Messung zeitnah wiederholt werden.

4.3 Technische Umsetzung des Digital-SQUIDS

Die Realisierung des Digital-SQUIDS beruht auf dem von Reich/Ortlepp 2005 vorgestellten Schaltungskonzept mit 13 Josephson-Kontakten. Der aktive Teil der Schaltung nimmt eine Fläche von ca. $0,123 \text{ mm}^2$ ($0,75 \text{ mm} \times 0,15 \text{ mm}$) ein und benötigt einen Versorgungs-

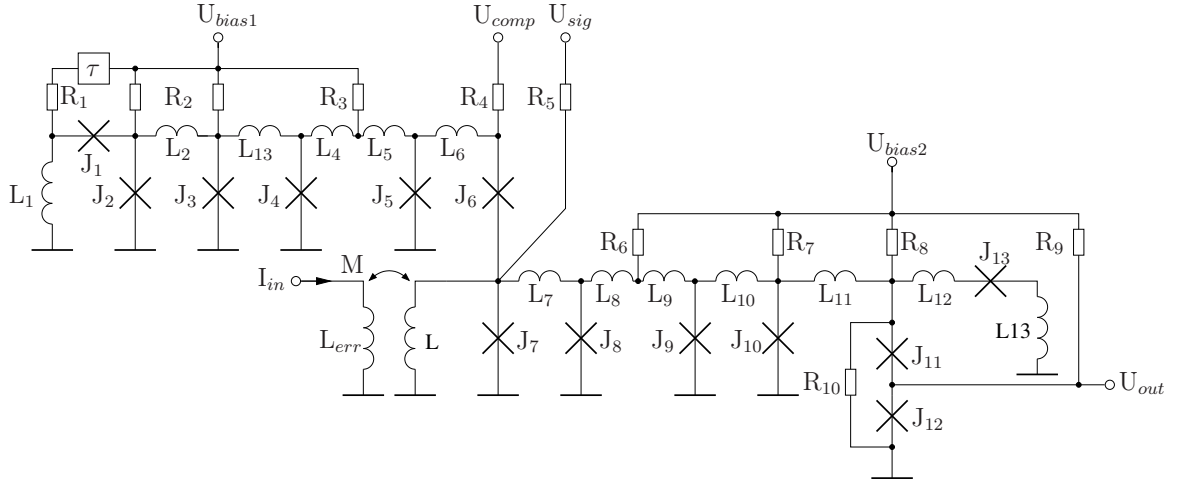


Abb. 4.8: Elektrisches Ersatzschaltbild des Digital-SQUID.

strom von ca. 2,3 mA. Entwurf und Layout der in dieser Arbeit untersuchten Chips stammen von T. Ortlepp. Abbildung 4.8 zeigt die Gesamtschaltung des Digital-SQUIDs unter Vernachlässigung parasitärer Induktivitäten, Abb. 4.9 Mikroskopaufnahmen von zwei der untersuchten Bausteine.

Alle untersuchten Chips wurden in der FLUXONICS Foundry [83] am Institut für Photonische Technologien (IPHT) in Jena gefertigt. Dabei fand der Standard-RSFQ-Prozess mit einer kritischen Stromdichte von $J_C = 1 \text{ kA/cm}^2$ Einsatz [84]. Ein Josephson-Kontakt mit einem kritischen Strom von beispielsweise $I_c = 250 \mu\text{A}$ nimmt in dieser Technologie eine Fläche von $(5 \times 5) \mu\text{m}^2$ ein. Die Josephson-Kontakte werden durch einen dreilagiges Konstrukt aus Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS) gebildet, den sogenannten „Trilayer“. Als supraleitendes Material kommt Niob zum Einsatz, die isolierende Barriere besteht aus

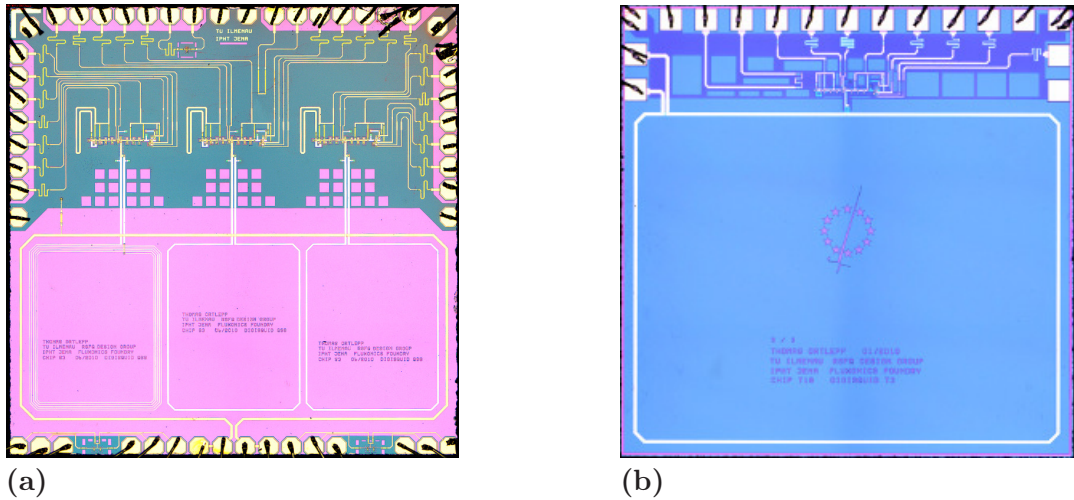


Abb. 4.9: Mikroskopaufnahmen von zwei der untersuchten Chips: (a) S3, (b) T18. Chipmaße: 5 mm x 5 mm.

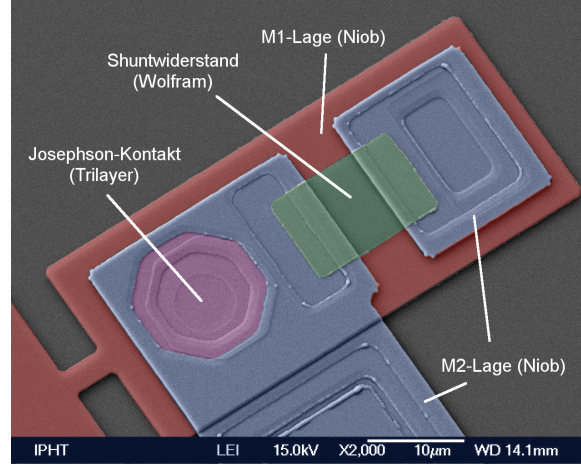


Abb. 4.10: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines Josephson-Kontaktes mit Shuntwiderstand (Aufnahme: IPHT Jena). Die Verdrahtungsebenen, die Widerstandsebene und der Trilayer-Kontakt sind farblich gekennzeichnet.

einer dünnen Al_2O_3 -Schicht. Das $I_C R_N$ -Produkt eines solchen Kontaktes beträgt $\approx 256 \mu\text{V}$ bei $\beta_c = 1$. Drei supraleitende Lagen ermöglichen eine flexible Verdrahtung der Schaltung sowie den Einsatz einer supraleitenden Grundplatte. Abb. 4.10 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines Josephson-Kontaktes mit Shuntwiderstand und einer farblichen Kennzeichnung der einzelnen Ebenen.

Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die experimentell untersuchten Chips, die Flächen und Induktivitäten L ihrer Einkoppelspulen sowie die Gegeninduktivitäten M zwischen Einkoppel- und Erregerspulen. Die angegebenen Größen wurden mit Hilfe des Induktionskalkulationsprogramms InductEx [85] ermittelt.

Tabelle 4.1: Untersuchte Chips mit Antennengrößen und mit InductEx ermittelten Antenneninduktivitäten und -gegeninduktivitäten.

Bezeichnung	Anzahl Digital-SQUIDS auf Chip	Antennengröße $[\text{mm}^2]$	L [nH]	M [nH]
S3	3	10,5/2,6/2,6	70,5/7/7	6,9/2,07/2,3
T16	1	10,1	13,38	12,99
T17	2	2,5/2,5	5,29/5,28	4,73/4,31
T18	1	16,74	16,9	16,68

Kapitel 5

Analyse des Sensors

5.1 Eigenschaften des Quantisierers

Von den in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Schaltungsblöcken kann der Josephson-Komparator als das Kernelement des Digital-SQUIDs angesehen werden und soll daher im Folgenden näher analysiert werden. Alle weiteren Blöcke sind rein digital und zeigen – Funktionalität vorausgesetzt – keinen signifikanten Einfluss auf den Sensor. Da diese bereits ausführlich von Reich [66] analysiert und optimiert wurden, wurde auf eine nochmalige Untersuchung verzichtet.

Theoretische Grundlagen

Die Kennlinie eines idealen 1-bit Quantisierers oder Komparators kann durch eine Sprungfunktion beschrieben werden [86]: sobald die Eingangsgröße einen bestimmten Schwellwert überschreitet, springt der Ausgangspegel des Komparators von logisch „0“ auf logisch „1“. Bei dem in Abb. 5.1(a) dargestellten Josephson-Komparator ist die Eingangsgröße der Strom $I_{sig\ DC}$ und der Schwellwert I_{th} . Durch die ereignisbasierte Logik werden die logischen Größen „0“ und „1“ durch die Ereignisse „J₂ schaltet nicht“ und „J₂ schaltet“ kodiert. Das Eintreten der Ereignisse ist dabei jeweils auf einen definierten Zeitraum bezogen, welcher für das Digital-SQUID mit seinem ternären Takt jeweils durch die „1“- bzw. „-1“-Phase gegeben ist.

Für alle $I_{sig\ DC} < I_{th}$ liegt für den idealen Komparator die Schaltwahrscheinlichkeit P_{Schalt} des Kontaktes J₂ bei 0 %, für alle $I_{sig\ DC} \geq I_{th}$ bei 100 %. Beim realen Josephson-Komparator führen thermische und Quantenfluktuationen zu einer von der Sprungfunktion abweichenden Kennlinie [86, 87], wie in Abb. 5.1(b) ersichtlich. Für Eingangsströme nahe des Schwellwerts weist der Komparator ein stochastisches Verhalten auf, welches

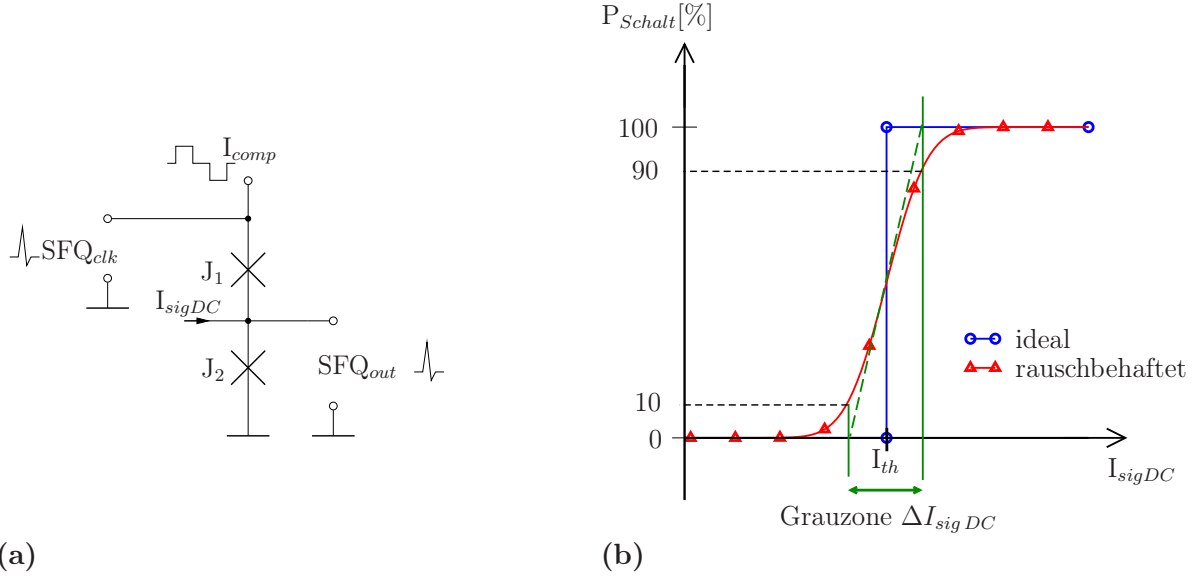


Abb. 5.1: (a) Vereinfachtes Ersatzschaltbild des Komparators, (b) Schaltwahrscheinlichkeit des Kontaktes J_2 in Abhängigkeit vom Signalstrom $I_{sig DC}$ zur Verdeutlichung der Komparatorparameter Grauzone $\Delta I_{sig DC}$ und Schwellstrom I_{th} .

in einer Entscheidungsunsicherheit resultiert. Das Ausmaß der Entscheidungsunsicherheit wird durch die sogenannte Komparatorgrauzone $\Delta I_{sig DC}$ quantifiziert. Die Schaltwahrscheinlichkeit des Kontaktes J_2 eines realen Komparators kann mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfunktion approximiert werden [88] und entspricht der Verteilungsfunktion einer Normalverteilung mit dem Erwartungswert $\mu = I_{th}$ und einer Standardabweichung σ :

$$P_{Schalt}(I_{sig DC}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{I_{sig DC}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - I_{th}}{\sigma} \right)^2 \right] dx \quad (5.1)$$

Die Grauzone $\Delta I_{sig DC}$ ist definiert als Kehrwert der Steigung der Verteilungsfunktion im Schwellwert I_{th} [89] und ergibt sich durch Ableitung der Gl. 5.1 zu

$$\Delta I_{sig DC} = \sqrt{2\pi}\sigma. \quad (5.2)$$

Die Schaltwahrscheinlichkeit kann experimentell ermittelt werden. Dafür wird für jeden Datenpunkt für eine hinreichend große Anzahl von Taktperioden ein Gleichstrom $I_{sig DC}$ zwischen den Komparatorkontakten eingeprägt und die Anzahl der Schaltvorgänge ausgewertet. Das Verhältnis der stattgefundenen Schaltvorgänge zu den Schaltmöglichkeiten (Anzahl Takte) ergibt die Schaltwahrscheinlichkeit P_{Schalt} für den jeweils eingeprägten Strom. Die Grauzone $\Delta I_{sig DC}$ ist ein Maß für die Genauigkeit einer Einzelmessung [90].

Alle Ausführungen in diesem Abschnitt gelten unter der Voraussetzung, dass die Taktfrequenz wesentlich kleiner als die in Abschnitt 3.1.3 eingeführte Plasmafrequenz ω_p ist. Bei höheren Taktfrequenzen beginnen aufeinanderfolgende Entscheidungen miteinander zu korrelieren. Bei der zur Herstellung der untersuchten Digital-SQUIDs verwendeten Technologie kann bis zu einer RSFQ-Taktfrequenz von 15 GHz davon ausgegangen werden, dass aufeinanderfolgende Entscheidungen unkorreliert sind [91]; das entspricht einer ternären Taktfrequenz von 7,5 GHz.

Da die Einflussparameter auf die Komparatorgrauzone und deren Optimierung bereits hinreichend untersucht wurden, soll im Rahmen dieser Arbeit nicht näher darauf eingegangen sondern auf die Literatur verwiesen werden (z.B. [91–94]). Zur Zeit können Grauzonen von 1,6 μA in RSFQ-Standard-Technologie des IPHT Jena realisiert werden, bei Komparatoren, die mit dem japanischen 2,5 kA/cm²-Prozess hergestellt wurden, konnten Grauzonen von $< 1\mu\text{A}$ gemessen werden [95].

Experimentelle Ermittlung der Komparatorgrauzone

Die Ermittlung der Schaltwahrscheinlichkeit des Komparators und dessen Grauzone nach der beschriebenen Methode ist beim Digital-SQUID mit einer destruktiven Messung verbunden. Um zu gewährleisten, dass aufeinanderfolgende Entscheidungen des Komparators voneinander unabhängig sind, muss die Einkoppelspule des Digital-SQUIDs in einer Ionenfeinstrahlanlage (*focused ion beam* oder FIB) oder mit Hilfe einer feinen Nadel unter dem Lichtmikroskop aufgetrennt werden. Hierfür wurde exemplarisch die Schaltung DS1 vom Chip S3 ausgewählt, da die Komparatoren auf den in Tabelle 4.1 aufgeführten Chips ähnlich dimensioniert sind. Die Messungen am Chip S3 lassen daher Rückschlüsse auf die ungefähre Größe der Grauzonen der anderen Chips zu.

Abb. 5.2 zeigt eine exemplarische Komparatorkennlinie bei einem Komparatorkorrekturstrom $I_{comp} = 10\mu\text{A}$. Der Komparatorkorrekturstrom I_{comp} ist der dominierende Faktor zur Beeinflussung der Grauzone bei einem bereits prozessierten Chip [89]. Für jeden der Datenpunkte wurden 40000 Taktzyklen bei einer Taktfrequenz von $f_c = 20\text{ kHz}$ experimentell erfasst und ausgewertet. Die dargestellte Schaltwahrscheinlichkeit ergibt sich aus den tatsächlich stattgefundenen positiven Schaltvorgängen bezogen auf die 40000 positiven Schaltmöglichkeiten. Jede dieser auf diese Weise erfassten Komparatorkennlinien wurde mit der Verteilungsfunktion 5.1 approximiert und daraus die jeweilige Grauzone $\Delta I_{sig DC}$ berechnet.

In Abb. 5.3 ist die Abhängigkeit der so ermittelten Grauzone vom Komparatorkorrekturstrom I_{comp} dargestellt. Die Messdaten (Kreise) zeigen eine gute Übereinstimmung

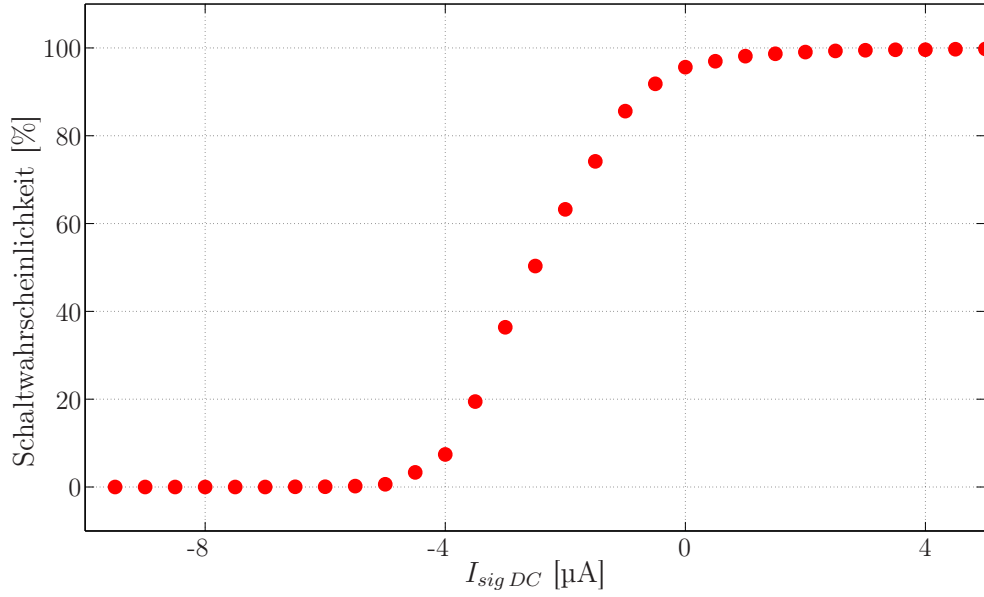


Abb. 5.2: Schaltwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Signalstrom $I_{sig\ DC}$. Exemplarische Messung für einen Komparatorkorrekturstrom von $I_{comp} = 10\ \mu A$ ¹. Für jeden Messpunkt wurden 40000 Taktzyklen bei einer Taktfrequenz von $f_{clk} = 20\ kHz$ ausgewertet. Chip S3-DS1, Abschirmhülle: SH_{Japan}.

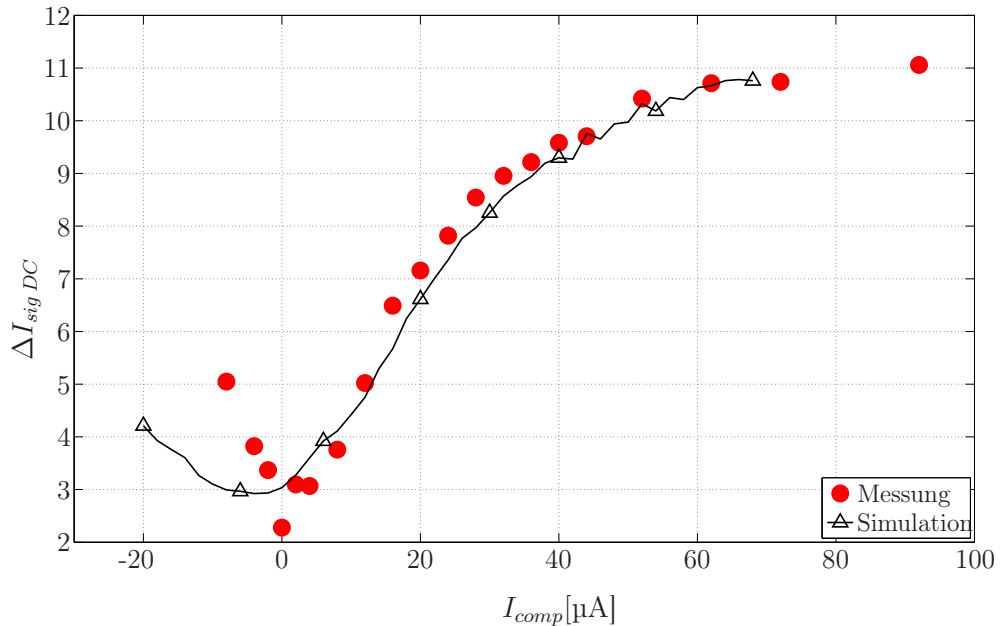


Abb. 5.3: Größe der Grauzone in Abhängigkeit vom Korrekturstrom I_{comp} (Simulation und Messung). Chip S3-DS1, Abschirmhülle: SH_{Japan}.

¹Die für den Komparatorkorrekturstrom angegebenen Werte beziehen sich jeweils auf den positiven Teil des Taktzyklus'. Im negativen Teil wird die Polarität invertiert.

zu den mit Hilfe des Transientensimulationsprogramms JSIM_n [65] ermittelten Werten (Dreiecke). Die Größe der Grauzone ist vergleichbar zu den in der Literatur vorgestellten Werten, die i. A. mit 3 bis 10 μA angegeben werden [87, 89, 92, 96]. Das Resultat der Messungen gibt einen Anhaltspunkt für die Höhe des durch den Komparator verursachten Wandlungsrauschens.

5.2 Nichtlineare Verzerrungen

5.2.1 Totzone

Initialmessung

Die in Abb. 5.4 dargestellte initiale Messungen des Gesamtsystems mit geschlossener Schleife mit einem Dreieckssignal als Anregung wirken auf den ersten Blick linear. Abb.

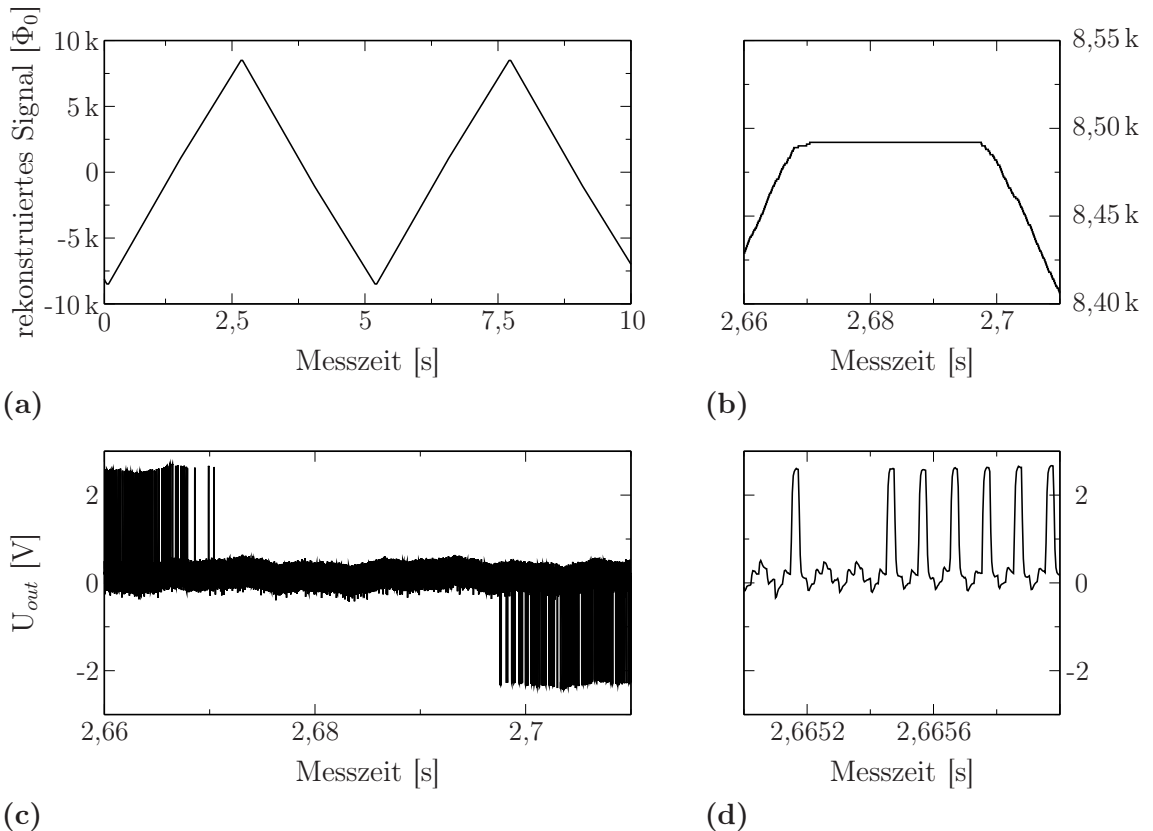


Abb. 5.4: (a) Rekonstruiertes Signal für ein dreieckförmiges Eingangssignal, (b) vergrößerter Ausschnitt des rekonstruierten Signals im Signalumkehrpunkt, (c) Ausschnitt aus der Ausgangsimpulsfolge im Signalumkehrpunkt, (d) vergrößerter Ausschnitt aus der Ausgangsimpulsfolge. Chip: T17, Abschirmhülse: SH_{Japan}, Taktfrequenz $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$.

5.4(a) zeigt das rekonstruierte Signal einer solchen Messung bei einer Taktfrequenz von $f_{clk} = 10$ kHz. Zur Erzeugung des Magnetfelds wurde ein dreieckförmiges Stromsignal mit einer Amplitude von $\hat{I}_{in} = 3,85$ mA und einer Frequenz von $f_{in} = 200$ mHz in die auf dem Chip integrierte Schleife eingepreßt. Bei einer Vergrößerung des rekonstruierten Signals in den lokalen Extrema (s. Abb. 5.4(b)) wird jedoch statt der erwarteten Spitze des Dreiecks ein Plateau sichtbar. Nachdem das Eingangssignal sein Maximum durchlaufen hat, wechseln die Ausgangsimpulse des Digital-SQUIDs nicht unmittelbar ihre Polarität. Obwohl der eingekoppelte Fluss bereits wieder sinkt, setzen die negativen Ausgangsimpulse erst nach einer bestimmten Totzeit ein (s. Abb. 5.4(c)).

Theoretischer Hintergrund zur Totzone

Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der intermittierenden Polaritätsänderung der Versorgungsströme synchron zum ternären Takt in Kombination mit einem von Null verschiedenen Schwellwert des Josephson-Komparators [97].

Wie aus Abb. 5.5 ersichtlich wechseln die Versorgungsströme I_{b1} und I_{b2} zusammen mit dem Takt ihre Polarität. Der Eingangsstrom I_{in} in der Erregerschleife bzw. das externe Magnetfeld und damit auch der induzierte Kreisstrom I_{loop} ändern ihr Vorzeichen dagegen nicht, bzw. etwaige Polaritätsänderungen dieser Ströme sind unabhängig vom Taktzustand. Der Komparator des Digital-SQUIDs weist infolgedessen eine Kombination aus zwei Schwellwerten auf: I_{th+} für positive und I_{th-} für negative Versorgungsströme. Dabei gilt der Zusammenhang

$$I_{th-} = -I_{th+}. \quad (5.3)$$

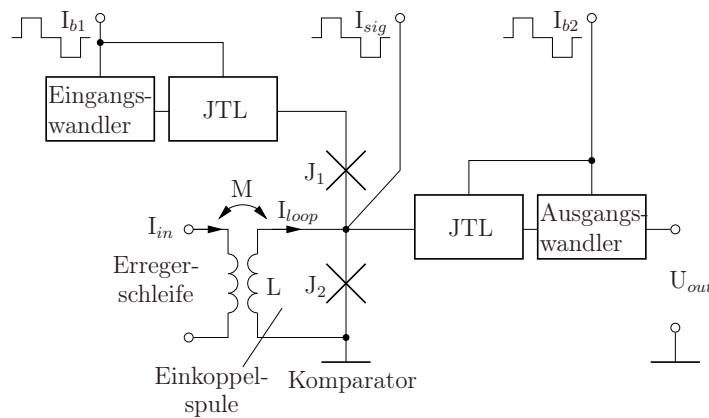


Abb. 5.5: Blockschaltbild mit Komparator, Erregerschleife und Einkoppelspule. Der Strom I_{loop} entspricht dem Strom $I_{sig DC}$ aus Abb. 5.1.

Während des positiven Teils des Taktzyklus' unterscheidet sich der Komparator des Digital-SQUIDS nicht von einem konventionellen RSFQ-Komparator mit dem induzierten Kreisstrom I_{loop} als Signalstrom. Auch wenn der Kreisstrom positiv ist, bleibt die Schaltwahrscheinlichkeit P_{schalt} des Kontaktes J_2 solange bei Null, bis der Schwellstrom I_{th+} überschritten wird. Nun springt P_{schalt} von Null auf eins – ein Übergang von Arbeitspunkt B in Arbeitspunkt A erfolgt wie in Abb. 5.6(a) dargestellt.

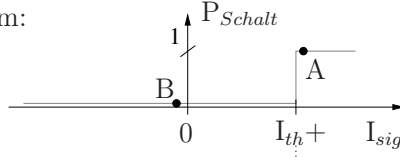
Während des negativen Teils des Taktzyklus' ändern alle Ströme mit Ausnahme von I_{in} und I_{loop} ihre Polarität. Das entspricht einer Spiegelung der Schaltwahrscheinlichkeitskennlinie des Komparators an der Ordinate. Dementsprechend muss I_{loop} nun den Schwellstrom I_{th-} unterschreiten, um den Arbeitspunkt C zu erreichen und einen Schaltvorgang von J_2 auszulösen. Das Intervall zwischen I_{th+} und I_{th-} wird im Folgenden als „Totzone“ bezeichnet. In dieser Totzone finden am Kontakt J_2 keine Schaltvorgänge statt. Änderungen des Kreisstroms innerhalb dieses Intervalls werden nicht detektiert. Folglich treten am Ausgang des Digital-SQUIDS im Signalumkehrpunkt des Eingangssignals solange keine Impulse auf, bis der Kreisstrom I_{loop} um den doppelten Betrag des Komparatorschwellstroms abgesunken (lokales Maximum) bzw. gestiegen ist (lokales Minimum). Dieser Prozess wird in Abb. 5.6(b) anhand einer Simulationsstudie mit dreieckförmigem Erregerstrom I_{in} veranschaulicht.

Zur Vereinfachung wurden bei obenstehender Betrachtung Rauscheinflüsse vernachlässigt. Für eine reale Schaltung müssen die Sprungfunktionen für die Schaltwahrscheinlichkeit P_{schalt} durch Fehlerfunktionen ersetzt werden, um die Grauzone des Komparators zu berücksichtigen (vgl. Abschnitt 5.1).

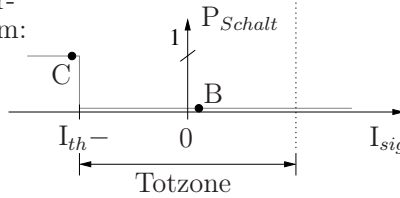
Für $I_{th+} = I_{th-}$ müssen beide Schwellströme Null sein – die Totzone verschwindet, und die Differenz zwischen dem Erregersignal und dem rekonstruierten Signal reduziert sich auf den Quantisierungsfehler, wie in Abb. 5.6(d) zu sehen ist.

Werden die Schwellströme noch weiter verschoben, wird I_{th+} negativ und I_{th-} positiv. Als Folge gibt es ein Intervall von I_{loop} , innerhalb dessen das Digital-SQUID innerhalb eines Taktzyklus' am Ausgang sowohl einen positiven als auch einen negativen Impuls ausgibt. Nach der in Abb. 3.14 festgelegten Konvention zur Signalverarbeitung summieren sich diese Impulse pro Takt zu Null. Auch dieses Verhalten führt zu einem Bereich, in dem Änderungen des Kreisstroms nicht erkannt werden, welcher nachstehend als „inverse Totzone“ bezeichnet wird. Abb. 5.6(f) zeigt den Effekt der inversen Totzone. Zur besseren Unterscheidung werden hierbei die Einzelimpulse nicht verrechnet, so dass die einzelnen Schaltvorgänge im rekonstruierten Signal zu erkennen sind.

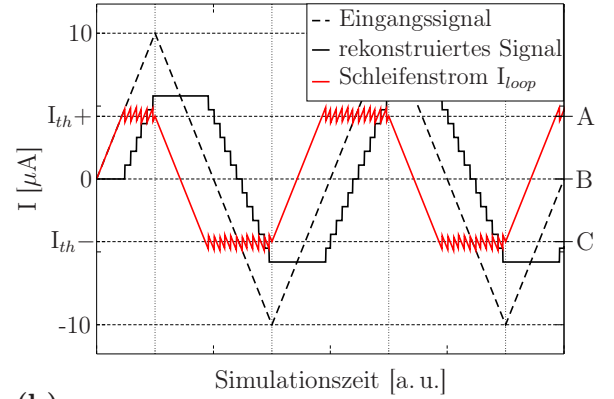
positiver Ver-
sorgungsstrom:



negativer Ver-
sorgungsstrom:

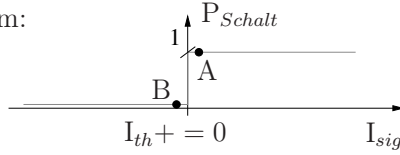


(a)

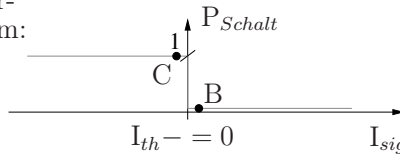


(b)

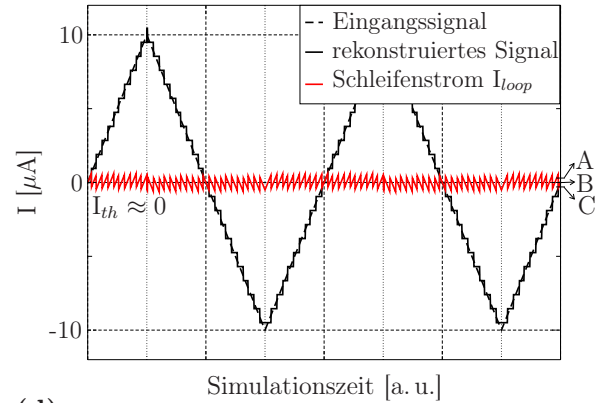
positiver Ver-
sorgungsstrom:



negativer Ver-
sorgungsstrom:

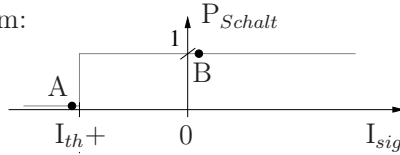


(c)

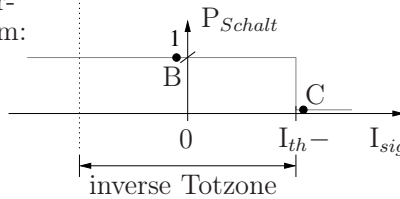


(d)

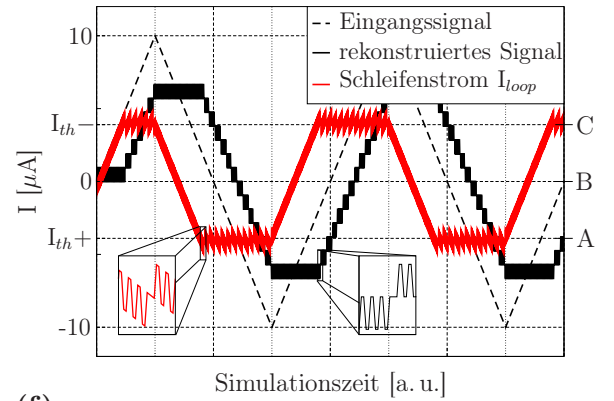
positiver Ver-
sorgungsstrom:



negativer Ver-
sorgungsstrom:



(e)



(f)

Abb. 5.6: Simulationsstudie zur Verdeutlichung des Effekts der „Totzone“. (a),(c),(e): Schaltwahrscheinlichkeit für positive und negative Impulse mit (a) ausgeprägter Totzone, (c) ohne Totzone, (e) mit inverser Totzone. (b),(d),(f): Simulationsergebnisse für eine Konfiguration mit (b) ausgeprägter Totzone, (d) ohne Totzone, (f) inverser Totzone. Um den Unterschied zwischen Totzone und inverser Totzone zu verdeutlichen, wurde bei der Simulationsstudie auf die Verrechnung der positiven und negativen Ausgangsimpulse innerhalb eines Taktes verzichtet. Daher sind im vergrößerten Ausschnitt von (f) erhebliche Umschaltvorgänge sichtbar.

Während des Designprozesses kann der Komparatorschwellstrom verschoben werden, indem das Verhältnis der kritischen Ströme von den Kontakten J_1 und J_2 entsprechend angepasst wird. Da die Parameter im Produktionsprozess jedoch Schwankungen unterliegen, welche jeden Chip individuell beeinflussen, wird I_{th} mit Hilfe eines synchron zum Takt geschalteten ternären Korrekturstroms angepasst, welcher zwischen den Komparatorkontakten eingepreßt und im Folgenden als I_{sig} bezeichnet wird.

Eliminierung der Totzone – Messergebnisse

Abb. 5.7 zeigt ein sinusförmiges Eingangssignal, welches zur besseren Vergleichbarkeit in magnetischen Fluss umgerechnet wurde, das rekonstruierte Signal sowie die Differenz zwischen beiden Signalen. Das berechnete Differenzsignal entspricht dem Kreisstrom in

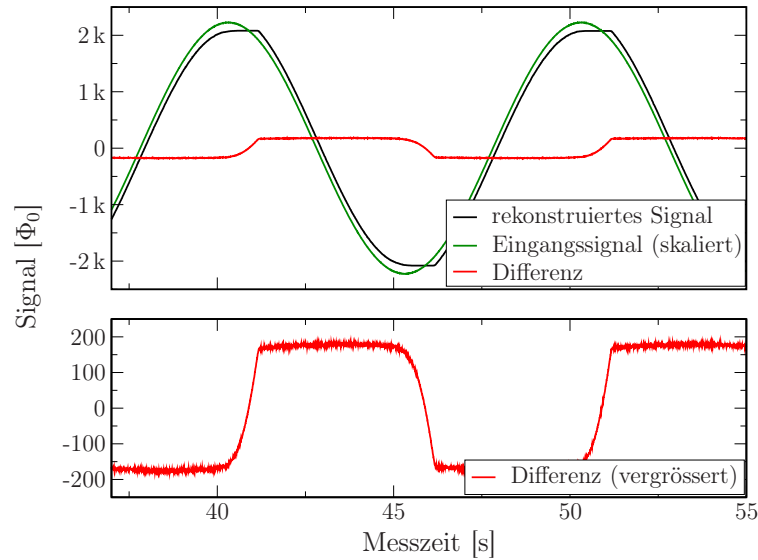


Abb. 5.7: Messergebnisse mit einer signifikanten Totzone von $L \cdot |I_{th+} - I_{th-}| = 340 \Phi_0$. Das untere Diagramm zeigt eine vergrößerte Darstellung des Differenzsignals. Chip: T17, Abschirmhülse: SH_{Japan}, Taktfrequenz: $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, Erregersignal: Sinussignal, $f_{in} = 0,1 \text{ Hz}$, $\hat{I}_{in} \approx 1 \text{ mA}$.

der Einkoppelspule, welcher nicht unmittelbar messbar ist. Beim Betrieb der Schaltung wurde kein zusätzlicher Korrekturstrom I_{sig} eingepreßt. Der Effekt der Totzone ist daher deutlich sichtbar: die Extrema des rekonstruierten Signals sind abgeflacht und der Fehler in Form des berechneten Differenzsignals erreicht sein Maximum im Signalumkehrpunkt des Eingangssignals. Die Totzone ist der dominierende Einflussfaktor auf den Fehler. In Abb. 5.8 ist das rekonstruierte Signal über dem umgerechneten und skalierten Eingangssignal abgetragen, um den hysteretischen Effekt der Totzone zu verdeutlichen.

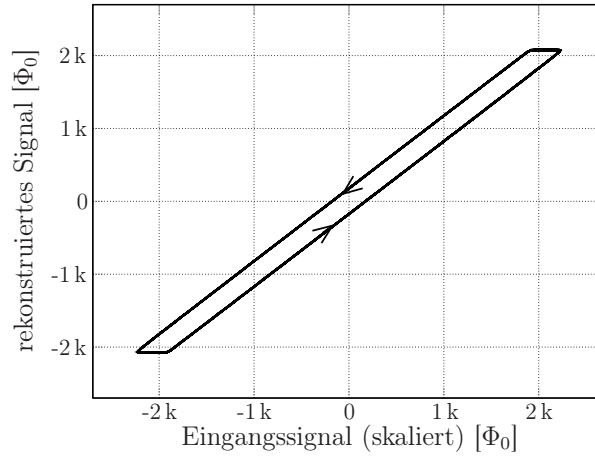


Abb. 5.8: Hysteresekurve zu den Messergebnissen aus Abb. 5.7.

Durch eine Anpassung des Korrekturstroms I_{sig} konnte der Fehler im Experiment auf unter $15 \Phi_0$ reduziert werden, wie aus Abb. 5.9 ersichtlich. Der verbleibende Fehler setzt sich aus dem vom Komparator verursachten Wandlungs- und Quantisierungsrauschen zusammen, ist mittelwertfrei mit einer Standardabweichung von ca. $1,9 \Phi_0$ und unabhängig vom Eingangssignal.

Da eine direkte Messung der Totzone nur unter Zerstörung der Einkoppelspule möglich ist, wurde die Amplitude des rekonstruierten Signals als Maß für die Größe der Totzone gewählt [98]. Dass es sich hierbei um eine valide Annahme handelt, zeigt Abb. 5.10.

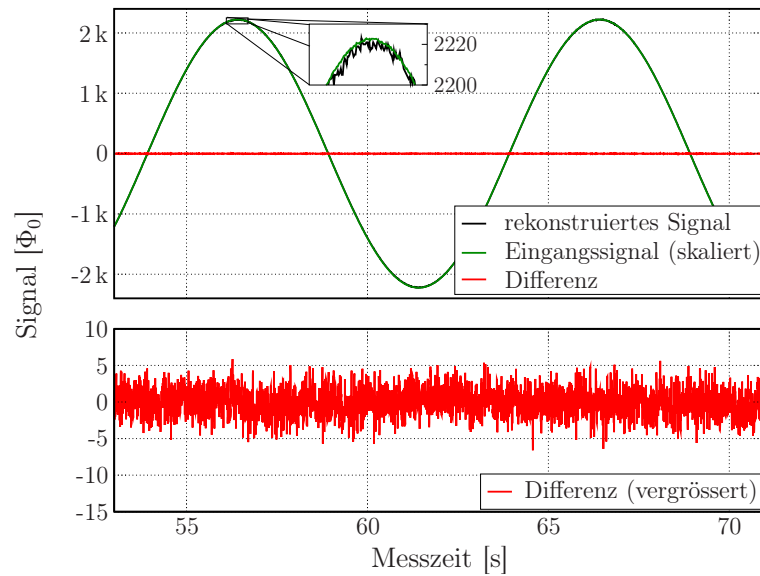


Abb. 5.9: Messergebnisse mit einer auf Null eingestellten Totzone. Das untere Diagramm zeigt eine vergrößerte Darstellung des Differenzsignals. Chip: T17, Abschirmhülle: SH_{Japan}, Taktfrequenz: $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, Erregersignal: Sinussignal, $f_{in} = 0,1 \text{ Hz}$, $\hat{I}_{in} \approx 1 \text{ mA}$.

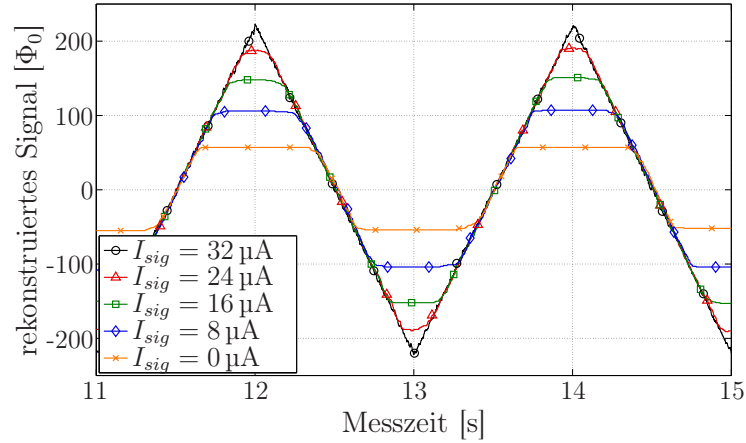


Abb. 5.10: Einfluss des Korrekturstroms I_{sig} auf Totzone und Amplitude des rekonstruierten Signals (Messergebnisse). Die in der Legende angegebenen Werte für I_{sig} entsprechen den Werten während des positiven Teil des Taktzyklus'. Für den negativen Teil muss die Polarität invertiert werden. Chip: T17, Abschirmhülle: SH_{Japan}, Taktfrequenz: $f_{clk} = 10$ kHz, Erregersignal: Dreiecksignal, $f_{in} = 0,5$ Hz, $\hat{I}_{in} \approx 100$ μ A.

Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die rekonstruierten Signale auf der Zeitachse so verschoben, dass sie übereinanderliegen.

Zur Evaluierung des Einflusses des Korrekturstroms auf die Größe der Totzone wurde für jeden Wert von I_{sig} ein Datensatz mit ca. 12 Perioden bei dreieckförmiger Erregung aufgenommen. Die lokalen Minima und Maxima des rekonstruierten Signals wurden bestimmt und daraus die rekonstruierten Signalamplituden abgeleitet. Die Messergebnisse sind im oberen Diagramm von Abb. 5.11 abgebildet. Es ist deutlich zu sehen, wie die Amplitude des rekonstruierten Signals mit zunehmendem Korrekturstrom zunächst ansteigt, ein Maximum erreicht und anschließend durch den Effekt der inversen Totzone wieder abfällt. Wird I_{sig} noch weiter erhöht, tritt eine signifikante Drift des rekonstruierten Signals ein: obwohl das Erregersignal mittelwertfrei ist, weicht der Mittelwert des rekonstruierten Signals von Null ab und sinkt systematisch mit der Zeit. Diese Drift wird wahrscheinlich durch ungetriggerte Schaltvorgänge des Komparators verursacht, dessen Entscheidungskontakt von der Kombination aus Vorströmen und Korrekturstrom bis kurz vor die Schaltschwelle vorgespannt ist. Ungetriggerte Schaltvorgänge werden am Ausgang des Digital-SQUIDS nicht sichtbar. Treten diese aufgrund leichter Dysbalancen zwischen den „1“- und „-1“- Pegeln des Vorstroms vorwiegend bei einer der beiden Polaritäten auf, kann es zu einer Drift des rekonstruierten Signals kommen.

Zur experimentellen Evaluierung der Amplituden wurde die Drift eliminiert, indem für jeden Datensatz eine Regressionsgerade berechnet und vom rekonstruierten Signal subtrahiert wurde. Der Anstieg m dieser Regressionsgerade repräsentiert die Signaldrift. Das untere Diagramm von Abb. 5.11 zeigt m in Abhängigkeit von I_{sig} . Eine Analyse beider

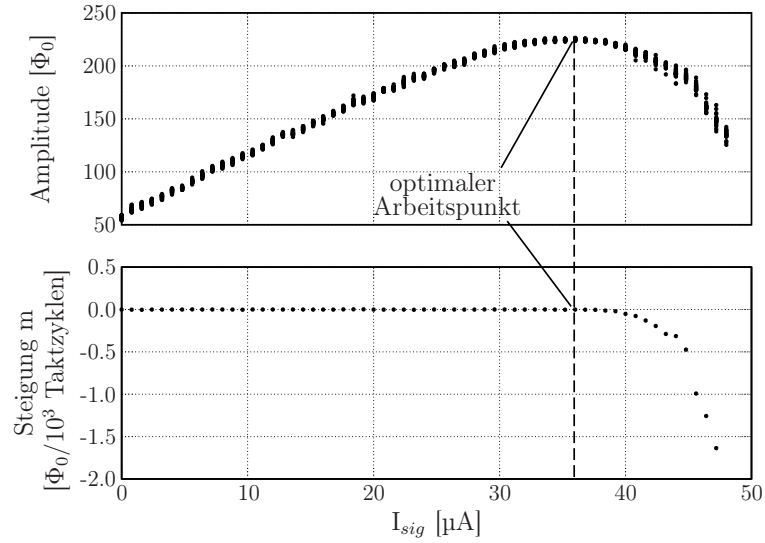


Abb. 5.11: Amplitude und Drift (ausgedrückt durch die Steigung m) des rekonstruierten Signals als Funktion des Korrekturstroms I_{sig} . Jeder Punkt im oberen Diagramm entspricht der Differenz zwischen Minimum und Maximum einer halben Periode. Chip: T17, Abschirmhülle: SH_{Japan}, Taktfrequenz: $f_{clk} = 10$ kHz, Erregersignal: $f_{in} = 0,5$ Hz, $\hat{I}_{in} \approx 100$ μ A.

Diagramme führt zu dem Ergebnis, dass kurz nach Erreichen der maximalen Amplitude das rekonstruierte Signal zu driften beginnt. Es existiert also ein Optimum für den Korrekturstrom I_{sig} [99].

Durch die Implementierung der in Kap. 4 vorgestellten Anzeige zur Amplituden- und Driftüberwachung in der Benutzeroberfläche des Messsystems ist es möglich, in Quasi-Echtzeit den Einfluss des Korrekturstroms I_{sig} auf die Amplitude des rekonstruierten Signals nachzuvollziehen und den optimalen Arbeitspunkt einzustellen (vgl. Abb. 5.12).

Die Resultate aus Abschnitt 5.2.1 sind die Voraussetzung für die weitgehende Eliminierung der dominanten Nichtlinearität des Sensorsystems im nicht-übersteuerten Zustand.

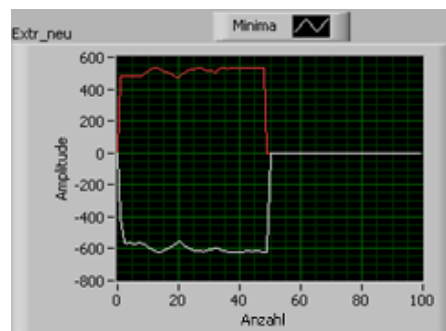


Abb. 5.12: Amplitudenanzeige, auf der die Suche nach dem optimalen Korrekturstroms I_{sig} sichtbar wird.

5.2.2 Anstiegsübersteuerung

Initiale Messungen

Wie erwartet weist das Digital-SQUID im Experiment nichtlineare Verzerrungen aufgrund von Anstiegsübersteuerung auf. In Abb. 5.13 ist zu sehen, dass das rekonstruierte Signal mit steigender Amplitude des sinusförmigen Erregersignals einen zunehmend dreieckförmigen Verlauf annimmt.

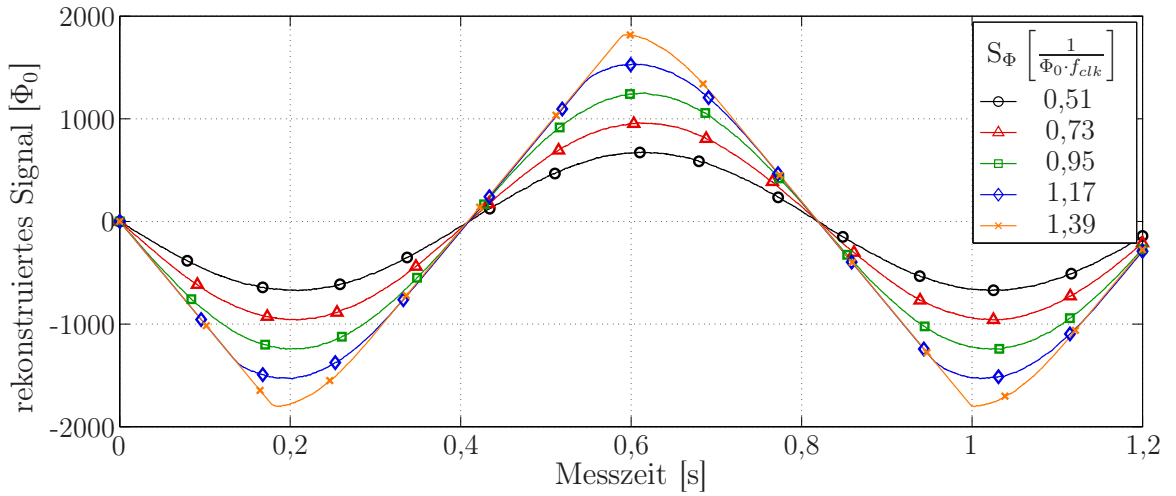


Abb. 5.13: Degradation eines sinusförmigen Signals zu einem Dreieckssignal durch Anstiegsübersteuerung. Chip: S3-DS2, Abschirmhülse: SH_{Japan}, Taktfrequenz: $f_{clk} = 10$ kHz, Signalfrequenz: $f_{sig} = 1,22$ Hz, verschiedene Signalamplituden. Mit S_Φ wird die maximale Flankensteilheit des Eingangssignals bezeichnet, welche in der Abbildung auf den maximalen für das System zulässigen Anstieg $\Phi_0 \cdot f_{clk}$ normiert ist.

Zur Evaluierung des Einflusses der Anstiegsübersteuerung auf die Signalqualität eignet sich die Erregung mit einem sinusförmigen Eingangssignal und die anschließende Betrachtung des rekonstruierten Signals im Frequenzbereich. Ein reines Sinussignal erzeugt im Frequenzspektrum eine einzelne Spitze. Bei nichtlinearer Übertragungsfunktion des Digital-SQUIDs treten im Spektrum Harmonische der Eingangsfrequenz auf. Bei einem dreieckförmigen periodischen Signal liegen die dominanten Harmonischen bei der dreifachen Frequenz der Grundwelle [100].

Abb. 5.14 zeigt anhand der Leistungsdichte Ψ_Φ die Entstehung von harmonischen Verzerrungen im rekonstruierten Signal bei Eintritt von Anstiegsübersteuerung. Die Übersteuerung wurde durch Erhöhung der Frequenz des Eingangssignals bei gleichbleibender Amplitude und Taktfrequenz erzeugt. Im Diagramm sind die dritten Harmonischen zu den Grundfrequenzen jeweils mit „H3<Grundfrequenz>“ markiert. Sichtbar ist auch eine extern

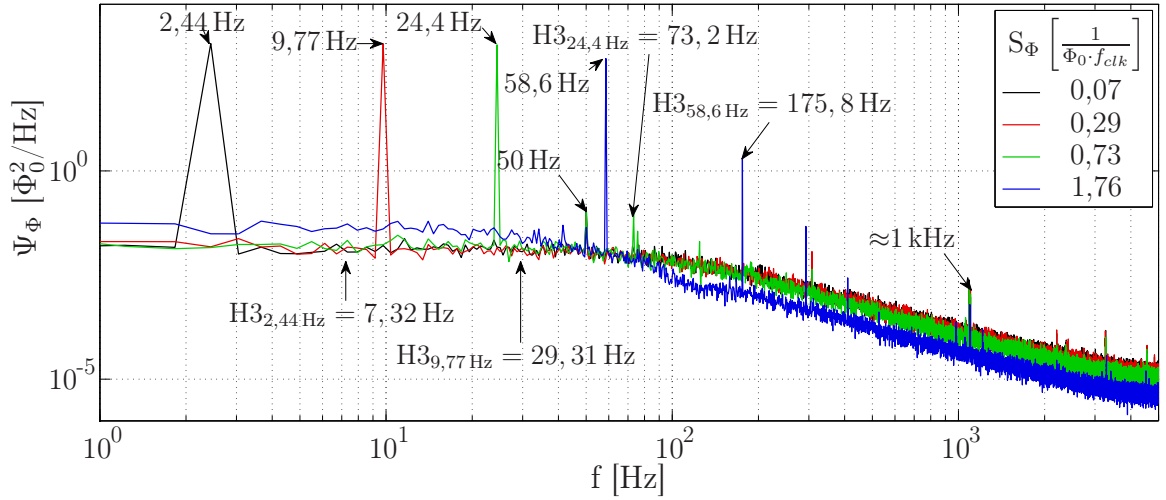


Abb. 5.14: Degradation eines sinusförmigen Signals zu einem Dreieckssignal durch Anstiegsübersteuerung. Chip: S3-DS2, Abschirmhülse: SH_{Japan}, Taktfrequenz: $f_{clk} = 10\text{ kHz}$, Signalamplitude: $\hat{\Phi} \approx 48\Phi_0$, verschiedene Signalfrequenzen: $f_{sig} = [2,44\text{ Hz} \quad 9,77\text{ Hz} \quad 24,4\text{ Hz} \quad 58,6\text{ Hz}]$. Das Leistungsdichtespektrum Ψ_Φ wurde mit Hilfe einer FFT ermittelt. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck.

verursachte Störung bei der Netzfrequenz von 50 Hz sowie eine weitere nicht identifizierte Störquelle bei ca. 1 kHz. Die Totzone wurde bei den Messungen näherungsweise auf Null reduziert, so dass sie als Ursache von nichtlinearen Verzerrungen auszuschließen ist.

Bedingung für das Einsetzen von Anstiegsübersteuerung bei sinusförmiger Erregung

Bei der Erregung des Digital-SQUID mit einem beliebigen Signal bestimmt die Stelle des steilsten Signalanstiegs das Einsetzen der Übersteuerung. Für ein mittelwertfreies sinusförmiges Signal tritt der steilste Anstieg am Nulldurchgang auf. Die in Abschnitt 2.2.4 in Gleichung 2.15 hergeleitete Bedingung für das Einsetzen der Anstiegsübersteuerung wird damit zu

$$2\pi \cdot \hat{\Phi}_{sig} \cdot f_{sig} \leq \Phi_0 \cdot f_{clk} \quad (5.4)$$

mit $\hat{\Phi}_{sig}$ als Signalamplitude, f_{sig} als Signal- und f_{clk} als Taktfrequenz. Der linke Teil des Ausdrucks ist ein Maß für die praktisch gegebene größte Flankensteilheit des sinusförmigen Messsignals und wird in den folgenden Untersuchungen mit S_Φ bezeichnet. Der rechte Teil des Ausdrucks bezieht sich auf die vom System auferlegte maximale Flankensteilheit, welche im weiteren Verlauf mit $S_{\Phi_{max}}$ bezeichnet wird. Wird die in Gleichung 5.4 geforderte Bedingung verletzt, wird der Sensor übersteuert, was sich in starken harmonischen Verzerrungen äußert. In den in Abb. 5.14 dargestellten Messungen fällt auf, dass ein si-

gnifikanter Anstieg der dritten Harmonischen bereits erkennbar ist, bevor die Bedingung verletzt wird, d.h. bevor S_Φ bezogen auf $S_{\Phi_{max}}$ den Wert 1 überschreitet. Die Ursache für dieses Verhalten wird in Abschnitt 5.2.3 erläutert, für das im Folgenden zunächst ein adäquates Analyseverfahren vorgestellt wird.

Ableitung eines Verhaltensmodells

Während die Schaltungsoptimierung hinsichtlich der prinzipiellen Funktion mit Hilfe des an der University of California Berkeley entwickelten Transientensimulationsprogramm JSIM_n [65] durchgeführt werden kann, stößt dieses Programm aufgrund der Länge der für eine FFT benötigten Datensätze schnell an seine Grenzen.

Ein einfaches Beispiel soll dieses Problem verdeutlichen: bei dem durch die Technologie festgelegten $I_c R_N$ -Produkt von $256 \mu\text{V}$ ergibt sich nach [60] eine SFQ-Pulsbreite von ca. 2 ps. Um diese aufzulösen dürfen die in der Simulation maximal verwendeten Zeitschritte 0.5 ps nicht überschreiten². Für eine FFT mit 2^{19} Stützpunkten bei der für die Messungen hauptsächlich verwendeten Taktfrequenz von 10 kHz werden folglich $104 \cdot 10^{12}$ Rechenschritte benötigt. Selbst eine Taktfrequenz von 1 GHz erfordert $1,04 \cdot 10^9$, d.h. über eine Milliarde Rechenschritte. Transiente Simulationen des Digital-SQUIDS im Intervall $[0; 1 \mu\text{s}]$ bei einer Taktfrequenz von 10 GHz erforderten auf einem 3 GHz Dual Core Prozessor eine Rechenzeit von ca. 2 Stunden. Hochgerechnet würde eine Simulation von 2^{19} Punkten bei 1 GHz Taktfrequenz und einem entsprechenden Simulationsintervall von $> 500 \mu\text{s}$ mehrere Wochen in Anspruch nehmen.

Durch die Reduzierung auf die für die Untersuchung relevanten Systemeigenschaften kann der Rechenaufwand erheblich verringert werden. Aus dem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verhaltensmodell entwickelt, welches es erlaubt, systembedingte nichtlineare Effekte wie Anstiegsübersteuerung losgelöst von der Transientensimulation zu untersuchen. Das Modell basiert auf dem in Abschnitt 2.2 vorgestellten Blockschaltbild des Delta-Modulators und -Demodulators. Abb. 5.15 zeigt das Verhaltensmodell, wie es in MATLAB implementiert wurde. Die Simulation zur Erzeugung eines Datensatzes mit 2^{19} Punkten dauert 2,3 s.

Im Verhaltensmodell wird der magnetische Fluss Φ als universelle Größe verwendet. Damit ist für die Betrachtungen das niederwertige Bit sowie auch die Rückkoppeleinheit auf ein Flussquant Φ_0 festgelegt. Die Bezeichnungen Φ_{ext} , Φ_{loop} und Φ_Σ orientieren sich an Abb. 3.12: Φ_{ext} bezeichnet den externen Fluss, welcher die Einkoppelspule durchdringen

²Der interne Lösungsalgorithmus von JSIM_n passt die Zeitschritte automatisch an, d.h. die tatsächlich verwendeten Zeitschritte werden im Allgemeinen noch unter $0,5 \text{ ps}$ liegen.

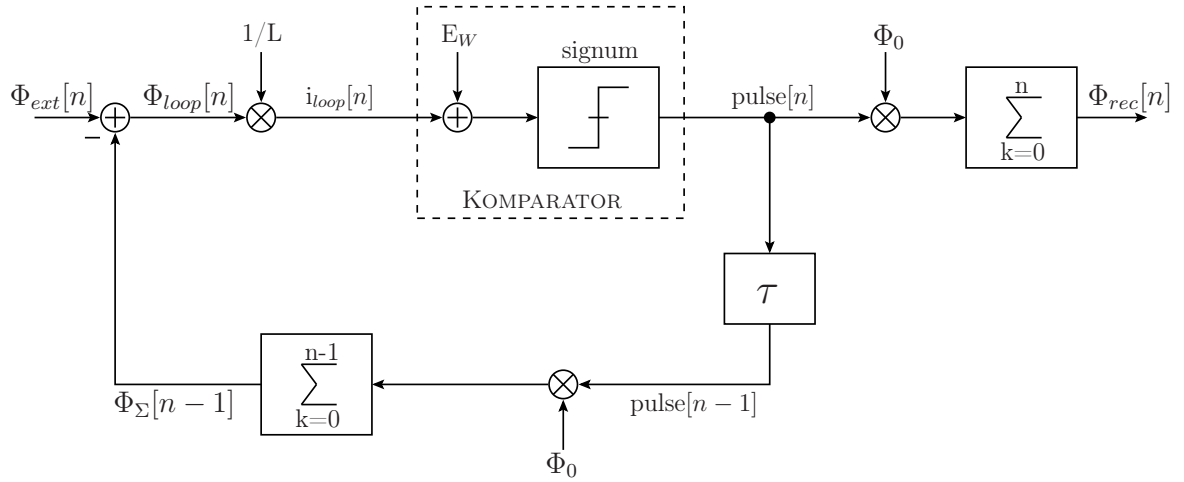


Abb. 5.15: Verhaltensmodell des Digital-SQUID gemäß der Implementierung in MATLAB.

möchte, Φ_{loop} den durch den induzierten Kreisstrom in der Schleife hervorgerufenen Fluss. Die Summe beider Flüsse ergibt den tatsächlich innerhalb der Schleife resultierenden magnetischen Fluss Φ_{Σ} , welcher ausschließlich ganzzahlige Vielfache von Φ_0 annehmen kann. Da der Komparator als Eingangsgröße einen Strom benötigt, muss der magnetische Fluss in einen solchen transformiert werden. Das geschieht mit Hilfe der Einkoppelspule, deren Induktivität den Faktor $1/L$ im Verhaltensmodell bestimmt. Der Komparator selber wird mit Hilfe einer weißen Rauschquelle modelliert, welche mit einer idealen Sprungfunktion (Signumfunktion) bewertet wird. Das Ergebnis entspricht der in Abschnitt 5.1 erläuterten Komparator Kennlinie. Grauzone $\Delta I_{sig\ DC}$ und Schwellwert I_{th} des Komparators können im Modell frei variiert werden, I_{th} wurde für die Untersuchungen jedoch auf 0 gesetzt, da die Totzone in den Messungen mittels des Korrekturstroms I_{sig} weitgehend eliminiert wurde.

Experimentelle Validierung des Verhaltensmodells

Um die Validität des Verhaltensmodells zu überprüfen, wurden die Messdatensätze mit den mit Hilfe des Modells in MATLAB ermittelten Simulationsdaten verglichen. Bei geeigneter Wahl der Parameter I_{th} und $\Delta I_{sig\ DC}$ stimmen die Ergebnisse von Simulation und Messung weitgehend überein. Wie in Abschnitt 5.2.2 bereits erwähnt, wurde I_{th} auf 0 gesetzt. Der Wert für die Komparatorgrauzone $\Delta I_{sig\ DC}$ wurde für eine bestmögliche Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung auf $9\ \mu\text{A}$ festgelegt. Dieser Wert liegt im Bereich der aus den Messungen in Abb. 5.3 resultierenden Erwartungen.

Da es nicht möglich ist, den Sensor vollständig von externen Störungen abzuschirmen, wurde auch dem Modell eine Störquelle mit der Frequenz $f_{stör} = 50 \text{ Hz}$ und der Amplitude $\hat{\Phi}_{stör} = 0,58 \Phi_0$ hinzugefügt.

In Abb. 5.16 sind die Leistungsdichtespektren von Simulation und Messung für zwei verschiedene Signalfrequenzen gegenübergestellt. Während der Sensor bei $f_{sig} = 2,44 \text{ Hz}$ ((a) und (b)) im linearen Bereich arbeitet, ist er bei $f_{sig} = 24,4 \text{ Hz}$ ((c) und (d)) bereits deutlich übersteuert. Die bei (b) auftretenden Störungen im kHz-Bereich wurden im Modell nicht berücksichtigt, und führen bei zunehmender Anstiegsübersteuerung zu Subharmonischen, welche in (d) sichtbar werden. Da deren Leistung im Vergleich zur Leistung der

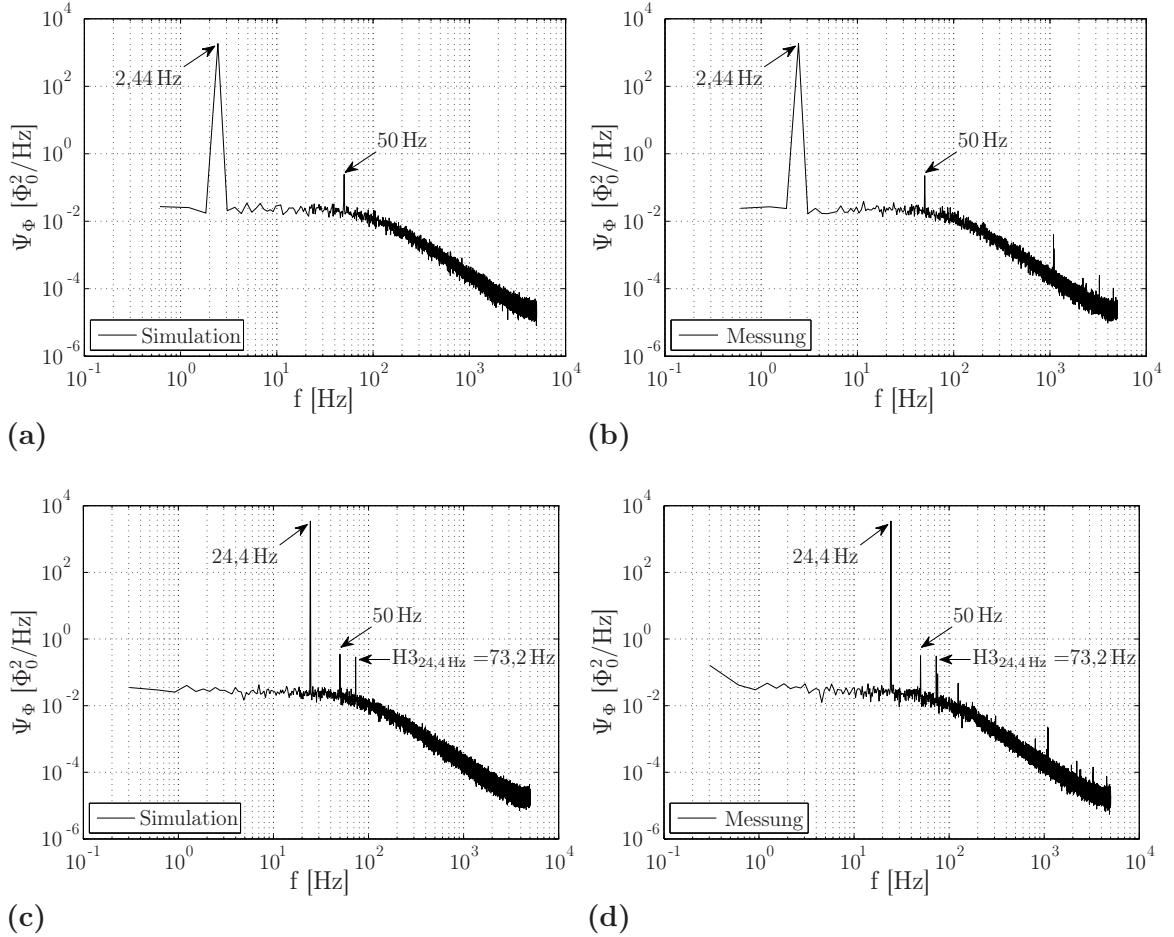


Abb. 5.16: Vergleich Verhaltensmodellsimulation versus Messdaten. Simulation: $I_{th} = 0$, $\Delta I_{sig DC} = 9 \mu\text{A}$, Störgröße mit $f_{stör} = 50 \text{ Hz}$, $\hat{\Phi}_{stör} = 0,58 \Phi_0$, (a) $f_{sig} = 2,44 \text{ Hz}$, (c) $f_{sig} = 24,4 \text{ Hz}$. Messung: Chip S3-DS2, Abschirmhülle: SH_{Japan}, Taktfrequenz $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, Signalamplitude $\hat{\Phi} \approx 48 \Phi_0$, (b) $f_{sig} = 2,44 \text{ Hz}$, (c) $f_{sig} = 24,4 \text{ Hz}$. Das Leistungsdichtespektrum Ψ_Φ wurde mit Hilfe einer FFT ermittelt. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck.

nichtlinearen Verzerrungen vernachlässigbar ist, werden die Störungen im Modell in den weiteren Untersuchungen nicht berücksichtigt.

Abbildung 5.17 stellt den Verlauf der Amplituden der Grundwelle sowie der dritten Harmonischen über dem steilsten Signalanstieg dar. Für jeden Punkt in der Grafik wurde ein

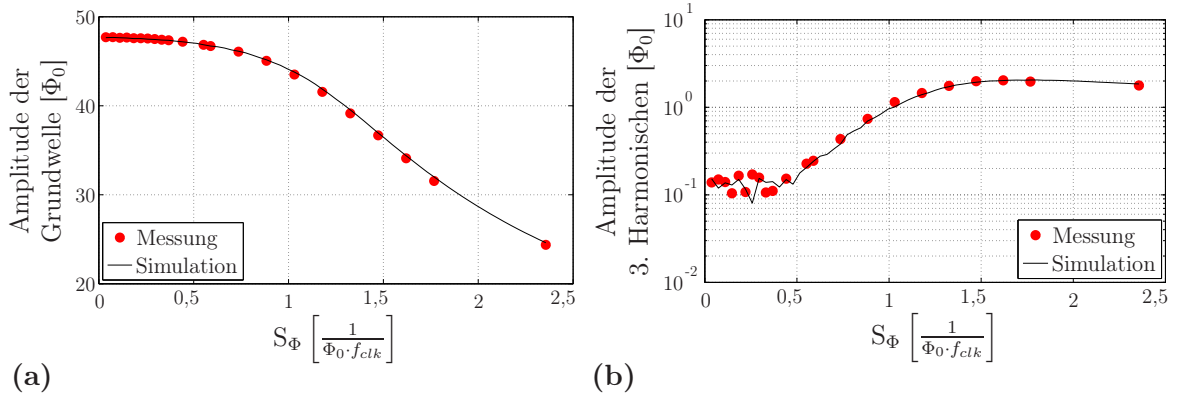


Abb. 5.17: Verlauf der Amplituden des rekonstruierten Signals in Abhängigkeit des normierten steilsten Signalanstiegs bei sinusförmiger Anregung: (a) Amplitude der Grundwelle, (b) Amplitude der dritten Harmonischen. Messung: Chip S3-DS2, Abschirmhülse: SH_{Japan}, Taktfrequenz $f_{clk} = 10$ kHz, Signalfrequenz $f_{sig} = 1,22$ Hz. Anzahl Stützpunkte der FFT: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck. Die Anstiegsübersteuerung wurde durch Erhöhung der Signalfrequenz f_{sig} bei gleichbleibender Amplitude herbeigeführt.

Datensatz mit Hilfe einer FFT mit 2^{19} Stützstellen ausgewertet und die Amplituden bei der entsprechenden Frequenz aus dem Spektrum entnommen. Auch hier zeichnet sich ein deutlicher Anstieg der dritten Harmonischen ab, der bereits bei $S_\Phi = 0,5 S_{\Phi_{max}}$ einsetzt. Bis zu diesem Punkt bilden die in der Abbildung dargestellten Amplituden der dritten Harmonischen den Rauschpegel ab.

Für die Verhaltensmodellsimulation wurde eine Grauzone von $\Delta I_{sigDC} = 9 \mu A$ verwendet. Die in der Messung ermittelten Amplituden entsprechen den Ergebnissen der Simulation.

5.2.3 Wirkung der Grauzone auf den Sensor

Interdependenz von Einkoppelspule und Komparatorgrauzone

In Gleichung 5.2 wurde mit ΔI_{sigDC} die Grauzone des Komparators eingeführt. In Abb. 5.15 wird deutlich, dass die physikalische Größe Φ_{loop} durch die Induktivität L der Einkoppelspule geteilt werden muss, um einen Strom i_{loop} zu erhalten, welcher das Komparatormodell speist. Aus einer anderen Perspektive betrachtet, wird die Komparatorgrauzone,

deren Definition auf der Bezugsgröße „Strom“ basiert, durch die Induktivität der Einkoppelspule in die Bezugsgröße „magnetischer Fluss“ transformiert. Zur Unterscheidung der Bezugsgrößen sollen die Grauzonen mit unterschiedlichen Indizes gekennzeichnet werden. So sei

$$GZ_I := \Delta I_{sigDC} \quad (5.5)$$

die strombasierte Komparatorgrauzone.

$$GZ_\Phi := L \cdot GZ_I \quad (5.6)$$

sei die mit der Induktivität der Einkoppelspule bewertete effektive Grauzone des Systems bezogen auf den magnetischen Fluss.

Die Induktivität der Einkoppelspule bestimmt also die Sichtbarkeit der Komparatorgrauzone für das Sensorsystem: ist die effektive Grauzone GZ_Φ klein gegenüber der Quantisierungs- bzw. Rückkoppelgröße Φ_0 , erscheint der Komparator aus Systemsicht als idealer Komparator. Die dominierende Rauschquelle ist dementsprechend das durch die Sprungfunktion des idealen Komparators hervorgerufene Quantisierungsrauschen. Ist die effektive Grauzone dagegen groß im Vergleich zu Φ_0 , wird die Komparatorgrauzone GZ_I in Wandlungsrauschen übersetzt, welches in diesem Fall das System dominiert.

Einfluss der Komparatorgrauzone auf die Anstiegsübersteuerung

Die Spektralanalyse in Abb. 5.14 sowie die Auswertung der Amplituden der dritten Harmonischen in Abb. 5.17(b) zeigen, dass die Anstiegsübersteuerung weit vor Verletzung der in Gleichung 5.4 aufgestellten Bedingung eintritt. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt sind durch die Grauzone des Komparators bedingte zufällige Entscheidungsfehler. Diese Fehler führen zu einem früheren Einsetzen von nichtlinearen Verzerrungen. Um diese Annahme zu überprüfen, wurden Simulationen für verschiedene effektive Grauzonen GZ_Φ durchgeführt und mit den Messungen verglichen.

In den in Abb. 5.18 illustrierten Simulationen wurde eine Anstiegsübersteuerung herbeigeführt, indem die Eingangssignalfrequenz f_{sig} bei gleichbleibender Amplitude $\hat{\Phi}_{sig}$ erhöht wurde, in Abbildung 5.19 durch Erhöhung von $\hat{\Phi}_{sig}$ bei gleichbleibender f_{sig} . In beiden Fällen weisen Simulationen mit einer sehr niedrigen effektiven Grauzone GZ_Φ einen abrupten Anstieg der dritten Harmonischen auf, sobald die größte Flankensteilheit S_Φ des Eingangssignals die maximal zulässige Flankensteilheit $S_{\Phi max}$ überschreitet. Das Verhalten entspricht der theoretischen Vorhersage. Mit wachsenden Grauzonen wird der Anstieg der dritten Harmonischen weniger abrupt, setzt dafür aber bereits bei niedrigerem S_Φ ein.

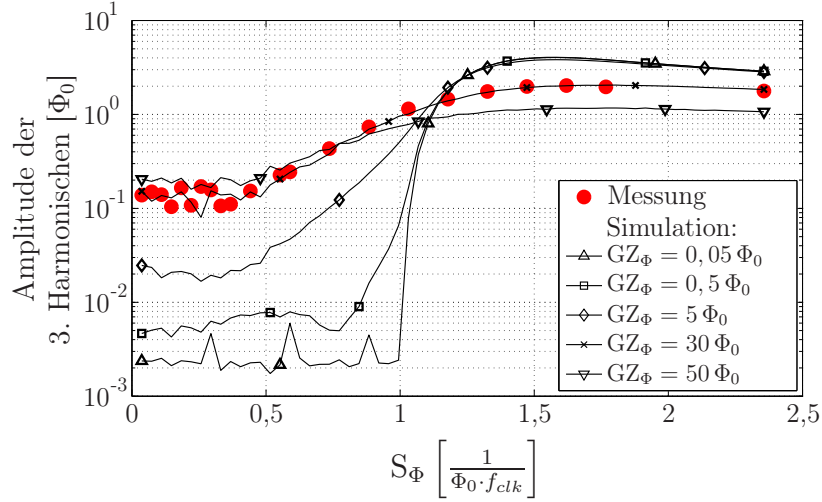


Abb. 5.18: Einfluss der effektiven Grauzone GZ_Φ auf die Anstiegsübersteuerung. Simulation: $I_{th} = 0$, $L = 7 \text{ nH}$. Messung: Chip S3-DS2, Schirmhülle: SH_{Japan} , Taktfrequenz $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, Signalamplitude $\hat{\Phi} \approx 48 \Phi_0$. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck. Die Anstiegsübersteuerung wurde durch Erhöhung der Signalfrequenz f_{sig} bei gleichbleibender Amplitude herbeigeführt.

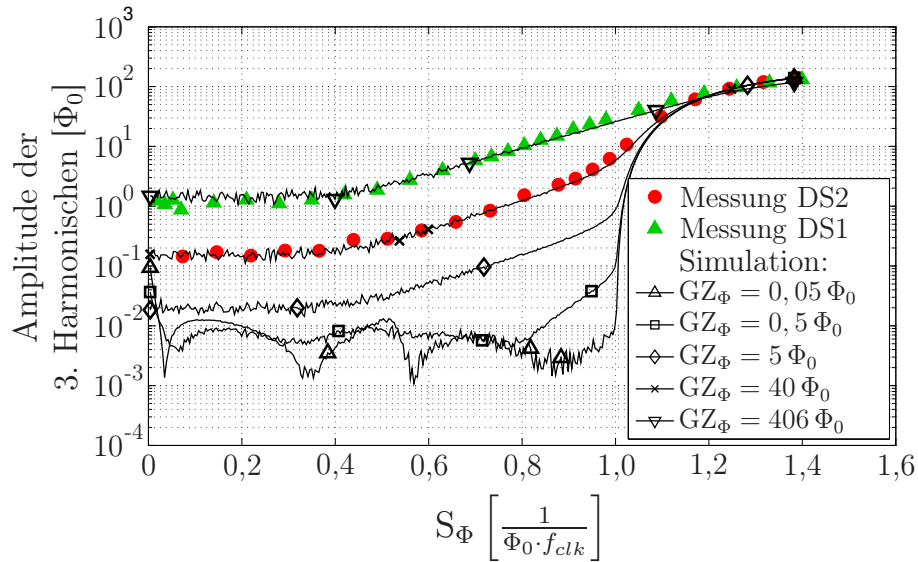


Abb. 5.19: Einfluss der effektiven Grauzone GZ_Φ auf die Anstiegsübersteuerung. Simulation: $I_{th} = 0$, $L = 7 \text{ nH}$. Messung: Chip S3-DS1 (grüne Dreiecke) mit $L \approx 70 \text{ nH}$ und Chip S3-DS2 (rote Kreise) mit $L \approx 7 \text{ nH}$, Abschirmhülle: SH_{IPHT} , Taktfrequenz $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, Signalfrequenz $f_{sig} = 1,22 \text{ Hz}$. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck. Die Anstiegsübersteuerung wurde durch Erhöhung der Signalamplitude $\hat{\Phi}$ bei gleichbleibender Signalfrequenz herbeigeführt.

Für $S_\Phi > S_{\Phi_{max}}$ erreichen die dritten Harmonischen schnell ihre maximale Amplitude. Die Dämpfung der Harmonischen mit zunehmender Grauzone und Signalfrequenz ist bedingt durch das Tiefpassverhalten des Digital-SQUIDs (vgl. Abschnitt 3.3).

Der Einfluss der effektiven Grauzone auf die Anstiegsübersteuerung ist leichter verständlich, wenn ein linear ansteigendes Eingangssignal im Zeitbereich betrachtet wird, dessen Anstieg sich der theoretischen Grenze aus Gleichung 2.15 annähert. Je größer die strombasierte Grauzone des Komparators GZ_I ausfällt, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit für Entscheidungsfehler des Komparators. Das Funktionsprinzip des Digital-SQUIDs kompensiert solche Fehler automatisch im nachfolgenden Takt. Das setzt jedoch einen relativ geringen Signalanstieg voraus, wie in Abb. 5.20(a) zu sehen ist. Ist der Signalanstieg zu

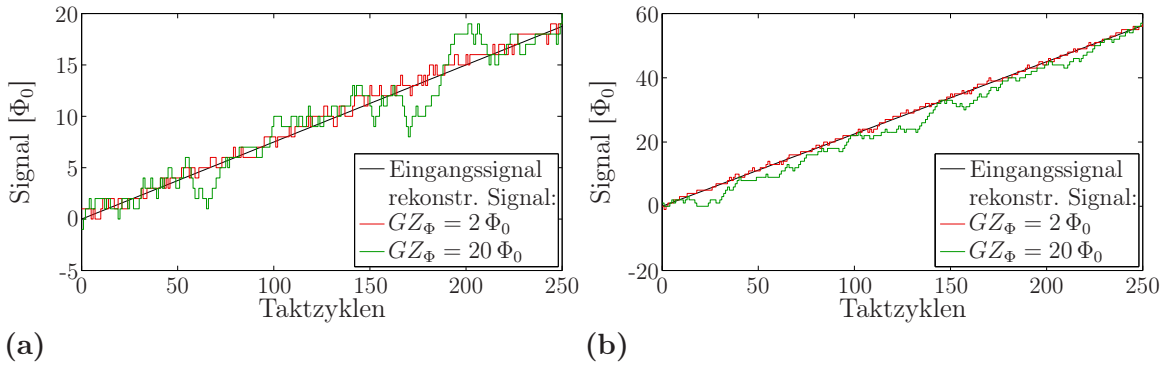


Abb. 5.20: Veranschaulichung des Einflusses der effektiven Grauzone auf die Fähigkeit des Systems, dem Signalanstieg m zu folgen: (a) Signalanstieg $m = 0,3 S_{\Phi_{max}}$, (b) Signalanstieg $m = 0,9 S_{\Phi_{max}}$.

hoch, bleibt kein Spielraum für die Kompensation von Entscheidungsfehlern, so dass das System dem Eingangssignal zeitweise nicht mehr folgen kann (Abb. 5.20(b)). Je größer die Induktivität der Einkoppelspule L gewählt wird, desto kleiner ist der pro Takt mögliche Kompensationsschritt. Der Parameter GZ_Φ kombiniert die beiden relevanten Einflussparameter GZ_I und L .

Aus den Messergebnissen in Abb. 5.18 lässt sich eine effektive Grauzone von $GZ_\Phi \approx 30 \Phi_0$ abschätzen, entsprechend einer Komparatorgrauzone von ca. $9 \mu\text{A}$. In Abb. 5.19 wurden zwei identische Schaltungen mit unterschiedlichen Einkoppelspulenkonfigurationen auf demselben Chip gemessen. Für die Schaltung mit einer Spuleninduktivität von $L \approx 7 \text{ nH}$ (rote Kreise) ergibt sich ein $GZ_\Phi \approx 40 \Phi_0$, für $L \approx 70 \text{ nH}$ (grüne Dreiecke) ein $GZ_\Phi \approx 406 \Phi_0$, was einer Komparatorgrauzone von $11,8 \mu\text{A}$ respektive $12 \mu\text{A}$ entspricht. Die Messergebnisse für die verschiedenen Spuleninduktivitäten untermauern die Hypothese der Interdependenz von Induktivität und Grauzone.

Die ermittelten Grauzonenwerte aus allen drei Messungen liegen im Rahmen der Erwartungen aus den Experimenten in Abb. 5.3. Da die Messungen für Abb. 5.18 und Abb. 5.19 an verschiedenen Tagen durchgeführt wurden, kann die Differenz damit erklärt werden, dass die bei den Messungen eingestellten Arbeitspunkte geringfügig differierten. Abb. 5.21 zeigt die Auswirkung einer leichten Veränderung des Korrekturstroms I_{comp} als Beispiel für den Einfluss des Arbeitspunkts auf die Anstiegsübersteuerung³.

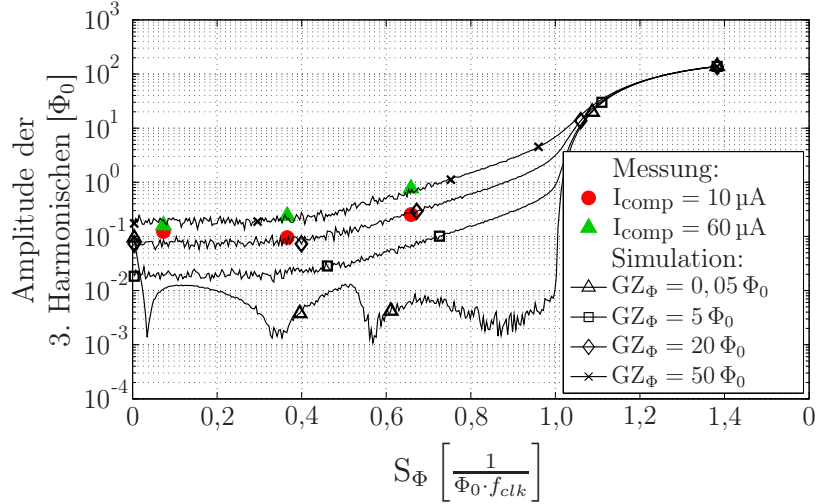


Abb. 5.21: Einfluss von Korrekturstrom I_{comp} auf die Anstiegsübersteuerung. Simulation: $I_{th} = 0$, $L = 7 \text{ nH}$. Messung: Chip S3-DS2 mit $L \approx 7 \text{ nH}$, Abschirmhülse: SH_{IPT} , Taktfrequenz $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, Signalfrequenz $f_{sig} = 1,22 \text{ Hz}$. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck. Die Anstiegsübersteuerung wurde durch Erhöhung der Signalamplitude $\hat{\Phi}_{sig}$ bei gleichbleibender Signalfrequenz herbeigeführt.

5.3 Dynamikbereich

Der in Abschnitt 2.1.3 eingeführte Dynamikbereich ist für den Delta-Modulator theoretisch unendlich, da hier prinzipbedingt kein Gesamtmessbereich existiert. Praktisch wird der Messbereich des Digital-SQUIDs dadurch begrenzt, dass bei Überschreitung eines maximalen externen Magnetfelds die digitale Funktion der Schaltung gestört wird.

Die Ermittlung von SNDR und SFDR bei maximalem Messbereich ist in der verwendeten Messumgebung problematisch. Diese erfordert bei der derzeit möglichen Taktfrequenz von $f_{clk} = 20 \text{ kHz}$ (s. Abschnitt 4.1) eine Erregung mit sehr niederfrequenten Signalen zur

³Die für I_{comp} verwendeten Werte sind aufgrund der Parameterstreuung zwischen den einzelnen Chips nicht direkt mit den Werten aus der Grauzonenbetrachtung in Abb. 5.3 vergleichbar.

Vermeidung von Anstiegsübersteuerung. Für eine FFT mit ausreichend hoher Frequenzauflösung sind daher sehr lange Messzeiten notwendig, während derer keine externen Störungen vorliegen dürfen, wie in Abschnitt 4.2 erläutert. Für eine Frequenzauflösung von beispielsweise 1 mHz bei einer Abtastfrequenz von $f_{clk} = 20$ kHz beträgt die Messdauer bereits mehr als 8 Minuten. Eine solche Messung ist unter den im Labor gegebenen Messbedingungen nicht möglich, sondern kann nur in einer magnetisch abgeschirmten Kammer erfolgen.

Messungen von SNDR und SFDR mit harmonischer Anregung

Zur Analyse von SNDR und SFDR wurden an Chip S3-DS2 Messreihen mit harmonischer Anregung durchgeführt. Aus oben genannten Gründen wurde die Schaltung nicht bis zum noch zu bestimmenden Gesamtmessbereich ausgesteuert, da bei der gewählten Signalfrequenz von 1,22 Hz und Abtastfrequenz von $f_{clk} = 10$ kHz bereits bei einer Amplitude von $A_\Phi \approx 1304 \Phi_0$ die Anstiegsübersteuerung einsetzt. Die 2^{19} Stützpunkte umfassende FFT erlaubt bei Verwendung von 16 Fenstern eine Frequenzauflösung von ca. 0,3 Hz. Die Messzeit pro Datensatz lag knapp unter einer Minute. Bereits innerhalb des relativ kurzen Messzeitraums konnten externe Störungen nicht vermieden werden, so dass jede Messung mehrfach wiederholt werden musste, bis ein störungsfreier Datensatz aufgenommen werden konnte. Abbildung 5.22 zeigt die Messwerte für das SNDR in Abhängigkeit von S_Φ normiert auf $S_{\Phi_{max}}$ (Kreise). Zum Vergleich sind die aus der Simulation auf Basis des Verhaltensmodells gewonnenen Daten mit einer effektiven Grauzone von $GZ_\Phi = 40 \Phi_0$

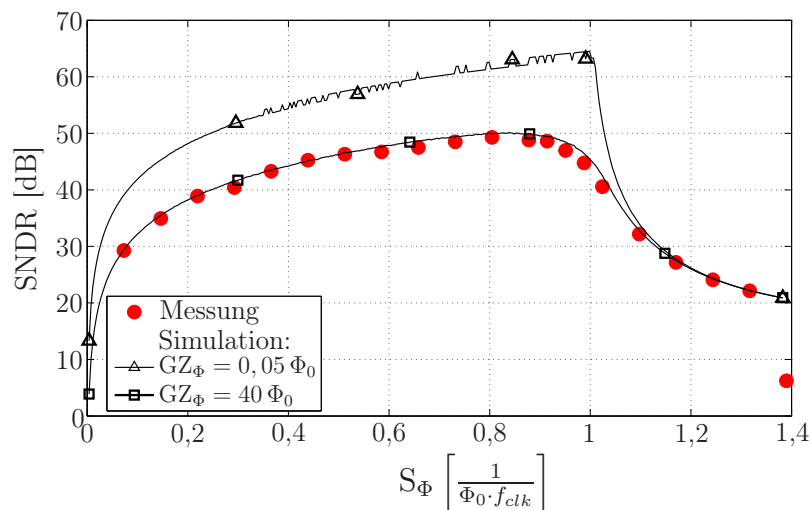


Abb. 5.22: Simulation: $I_{th} = 0$, $L = 7$ nH. Messung: Chip S3-DS2 mit $L \approx 7$ nH, Abschirmhülle: SH_{IPHT} , Taktfrequenz $f_{clk} = 10$ kHz, Signalfrequenz $f_{sig} = 1,22$ Hz. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck. $\Phi|_{(S_\Phi/S_{\Phi_{max}}=1)} \approx 1304 \Phi_0$.

entsprechend einer Komparatorgrauzone $GZ_I \approx 11,8 \mu\text{A}$ bei $L = 7 \text{ nH}$ (Quadrate) dargestellt. Theoretisch sollte das SNDR mit steigender Amplitude zunächst größer werden und kurz vor Einsetzen der Anstiegsübersteuerung das Maximum erreichen, wie bei der Simulation mit einem quasi ideal wirkenden Komparator mit einer effektiven Grauzone von $GZ_\Phi = 0,05 \Phi_0$ (Dreiecke) zu sehen ist. Die Messdaten sowie die dazugehörige Simulation weisen eine Verrundung der Kurve auf, so dass das SNDR bereits bei $S_\Phi/S_{\Phi_{max}} \approx 0,85$ wieder zu sinken beginnt, weil die Anstiegsübersteuerung und die damit einhergehenden harmonischen Verzerrungen – wie in Abschnitt 5.2.3 erläutert – bereits früher eintreten.

Abbildung 5.23 zeigt das SFDR in Abhängigkeit von S_Φ normiert auf $S_{\Phi_{max}}$ in Messung und Simulation. Das maximale SFDR wird aufgrund der grauzoneeninduzierten Anstiegsübersteuerung bereits bei $S_\Phi/S_{\Phi_{max}} \approx 0,4$ erreicht.

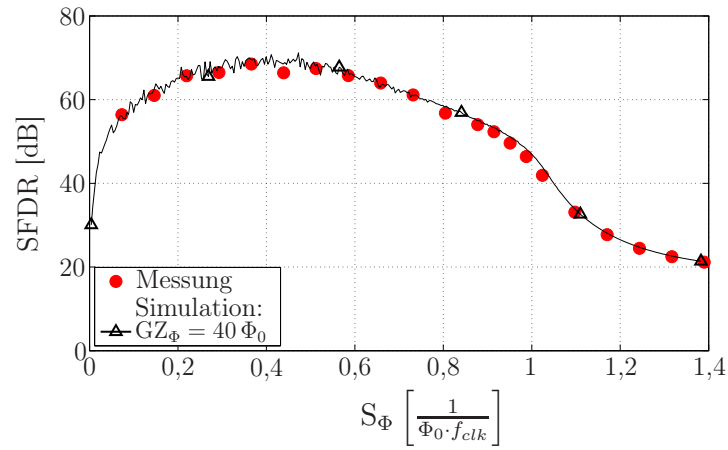


Abb. 5.23: Simulation: $I_{th} = 0$, $L = 7 \text{ nH}$. Messung: Chip S3-DS2 mit $L \approx 7 \text{ nH}$, Abschirmhülle: SH_{IPHT} , Taktfrequenz $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, Signalfrequenz $f_{sig} = 1,22 \text{ Hz}$. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck. $\Phi|_{(S_\Phi/S_{\Phi_{max}}=1)} \approx 1304 \Phi_0$.

Messungen zur Abschätzung des Dynamikbereichs

Um den Gesamtmessbereich zu bestimmen, wurden Messungen mit einem dreieckförmigen Erregersignal mit einer Signalfrequenz von $f_{sig} = 5 \text{ mHz}$ über wenige Perioden durchgeführt. Dabei wurde die Amplitude des Erregersignals soweit erhöht, bis auf dem Streudiagramm eine Verschlechterung der Impulsqualität zu erkennen war. Mit Hilfe der in Abschnitt 5.2 erzielten Ergebnisse wurden die Nichtlinearitäten durch Einspeisung eines entsprechenden Korrekturstroms I_{sig} und der Wahl einer niedrigen Signalfrequenz weitgehend eliminiert. Daher konnte bei den Messungen (Chip T16, $L = 12,5 \text{ nH}$) eine maximale Signalamplitude von $270000 \Phi_0$ erreicht werden, wie in Abb. 5.24 zu sehen ist. Bei einer vergrößerten Ansicht der Flanken des rekonstruierten Signals werden Stufen

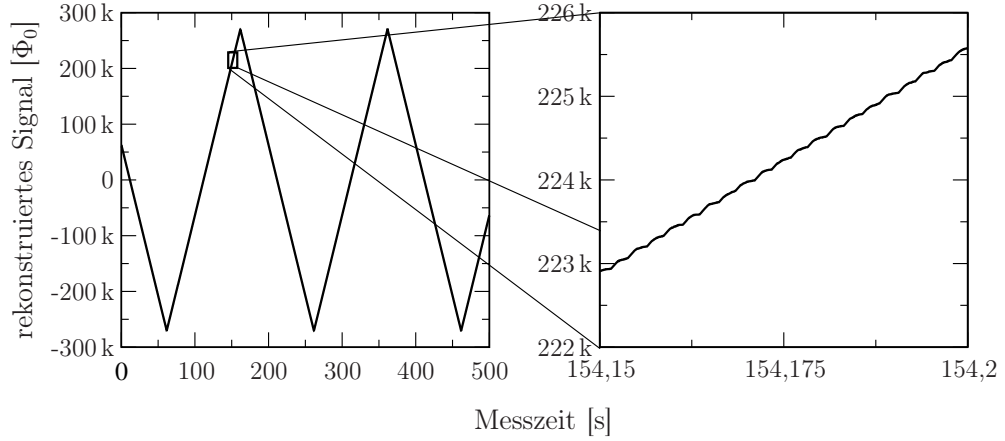


Abb. 5.24: Messung Chip T16, Abschirmhülle SH_{Japan} , $f_{clk} = 10 \text{ kHz}$, $f_{sig} = 0,005 \text{ Hz}$.

sichtbar. Diese sind auf die geringere Auflösung von 12 bit des verwendeten Signalgenerators im Vergleich zur theoretischen Auflösung des Digital-SQUIDS auf Chip T16 von ≈ 19 bit zurückzuführen.

Unter der Annahme, dass die Komparatorgrauzone von Chip T16 mit der von Chip S3-DS2 vergleichbar ist, wurde eine Simulation durchgeführt, um das SNDR abzuschätzen. Für die Simulation wurde eine Komparatorgrauzone von $GZ_I = 10 \mu\text{A}$ verwendet, welche zwischen den für S3-DS2 geschätzten Werten liegt. Es wurde eine FFT mit 2^{24} Stützpunkten unter Verwendung eines Rechteckfensters durchgeführt, welche eine Frequenzauflösung von ca. 0,6 mHz ermöglicht. Die Abtastfrequenz f_{clk} betrug 10 kHz bei einer Signalfrequenz von $f_{sig} = 2,4 \text{ mHz}$ und einer Signalamplitude $\hat{\Phi} = 270000 \Phi_0$, welche der Hälfte des messtechnisch ermittelten Gesamtmessbereichs entspricht. Auf diese Weise kann ein mögliches SNDR von 97 dB für die auf Chip T16 verwendete Kombination aus Einkoppelinduktivität und angenommener Komparatorgrauzone abgeschätzt werden. Durch Reduktion der Komparatorgrauzone auf in der Literatur berichtete Werte von $GZ_I \approx 3 \mu\text{A}$ könnte mit der vorliegenden Antennenkonfiguration ein SNDR von 114 dB erzielt werden.

Kapitel 6

Optimierung des Sensors

6.1 Übersicht über Zielgrößen und Einflussparameter

Die potentiellen Einsatzgebiete des Digital-SQUIDs in der Geo- und archäologischen Exploration erfordern ein Sensorsystem, das in der Lage ist, kleinste Magnetfeldänderungen zu detektieren und das dennoch eine Bewegung im Erdmagnetfeld zulässt. Aus diesen Forderungen ergeben sich drei Zielgrößen, für welche es das Digital-SQUID zu optimieren gilt¹:

- *signal to noise and distortion ratio* (SNDR),
- *spurious free dynamic range* (SFDR),
- kleinste theoretisch detektierbare Flussdichte (B_{LSB}).

Während SFDR und SNDR maximiert werden sollen, soll B_{LSB} so klein wie möglich sein. Einen direkten positiven Einfluss auf SFDR und SNDR hat der Gesamtmessbereich (FS) der Schaltung, welcher zwar beim Deltamodulator theoretisch unendlich groß ist, praktisch aber durch die Robustheit der Schaltung gegenüber dem Magnetfeld begrenzt ist. Negativ werden SFDR und SNDR direkt durch Nichtlinearitäten, Rauschen und letztendlich auch durch B_{LSB} beeinflusst, welche es zu reduzieren gilt. Wesentliche Ursachen für Nichtlinearitäten sind Totzone und Anstiegsübersteuerung, während das Rauschverhalten des Sensors hauptsächlich durch die effektive Grauzone GZ_{Φ} bestimmt wird. Diese wiederum hat als unmittelbare Eingangsgrößen die Komparatorgrauzone GZ_I und die Induktivität L der Einkoppelspule. Zwischen der Induktivität L und der Fläche A_{spule} der Einkoppelspule besteht ein positiver Zusammenhang, so dass eine Vergrößerung von

¹Es werden hier die englischsprachigen Begriffe bzw. die Akronyme verwendet, da keine adäquate deutsche Übersetzung existiert.

A_{spule} , welche eine Verkleinerung von B_{LSB} ermöglicht, mit einer Zunahme von L einhergeht, welches für die Vermeidung von Rauschen und Nichtlinearitäten möglichst klein sein sollte. Abbildung 6.1 veranschaulicht Ziel- und Einflussgrößen sowie ihre Abhängigkeiten untereinander.

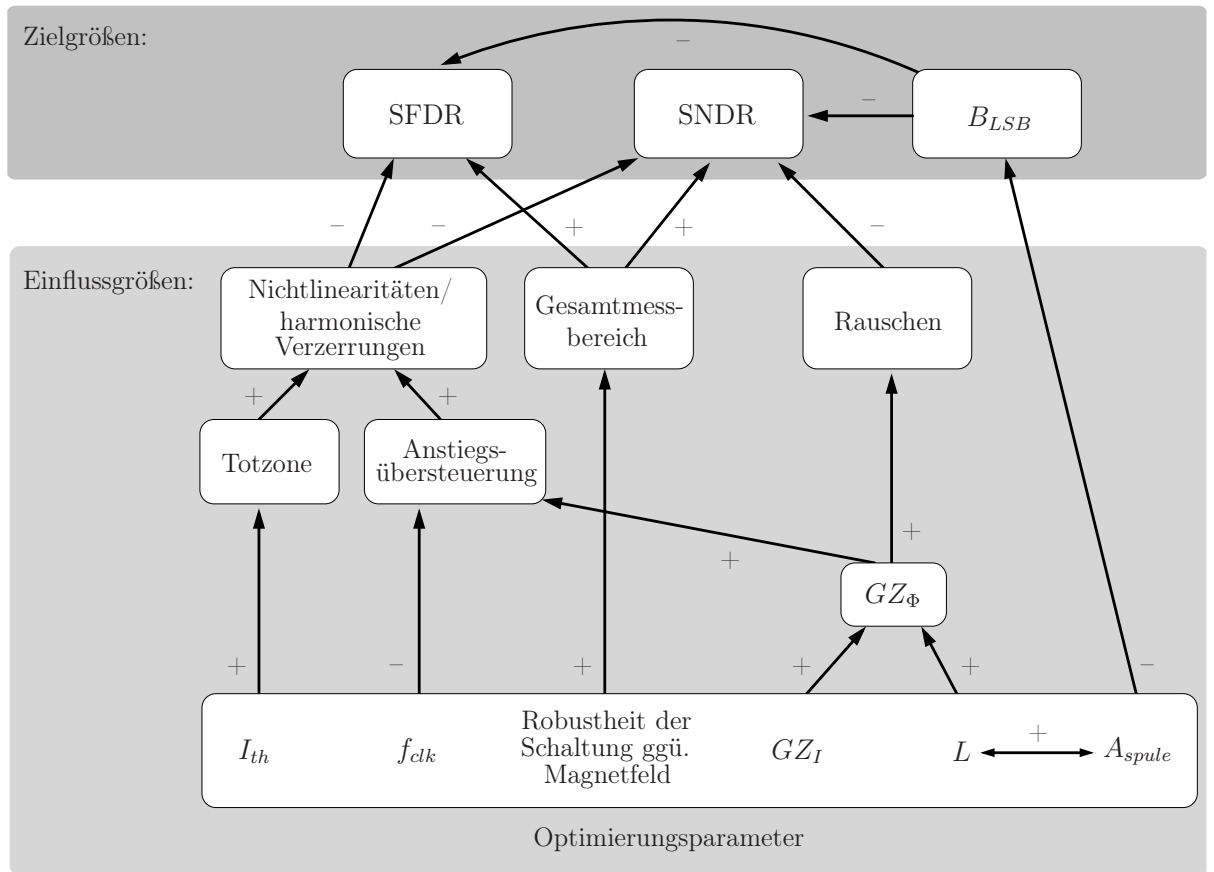


Abb. 6.1: Abhängigkeiten zwischen Zielgrößen und Einflussgrößen für die Optimierung des Digital-SQUIDS. Erläuterung zu Pfeilkennzeichnungen: „+“ → Vergrößerung der Größe am Pfeilanzfang führt zu Vergrößerung der Größe am Pfeilende, „-“ → Vergrößerung der Größe am Pfeilanzfang führt zu Verkleinerung der Größe am Pfeilende.

Nachdem in Kapitel 5 die wesentlichen Einflussgrößen identifiziert, ihre physikalischen Ursachen analysiert, und aus dem Ergebnis die Optimierungsparameter abgeleitet wurden, werden im Folgenden Ansätze und Möglichkeiten zur Optimierung dieser Parameter diskutiert.

6.2 Komparator

6.2.1 Schwellwert/Totzone

In Abschnitt 5.2.1 wurde der Schwellwert I_{th} des Komparators in Kombination mit der periodischen Invertierung der Versorgungsströme als Ursache für die Totzone ausgewiesen. Des Weiteren wurde in Simulation und Messung gezeigt, dass I_{th} mit Hilfe eines von außen eingebrachten Korrekturstroms I_{sig} auf Null reduziert und damit die Totzone eliminiert werden kann. Dabei ist auf einen möglichst rausch- und störungsfreien Korrekturstrom zu achten, da Schwankungen des Korrekturstroms zu signalunabhängigen Schaltvorgängen des Komparators führen können.

Bereits während des Designprozesses kann der Totzone durch eine geeignete Dimensionierung der beiden Komparatorkontakte entgegengewirkt werden. Es ist jedoch nicht sinnvoll, I_{th} während des Entwurfs vollständig auf Null zu reduzieren, denn aufgrund von produktionsprozessbedingten Parameterschwankungen kann das dazu führen, dass eine invertierte Totzone entsteht. Eine solche lässt sich zwar ebenso durch einen Korrekturstrom I_{sig} eliminieren, allerdings muss dieser im Vergleich zum Takt eine Phasenverschiebung von 180° aufweisen, was einen vergleichsweise höheren schaltungstechnischen Aufwand erfordert.

6.2.2 Komparatorgrauzone

Aus den Ergebnissen von 5.2.3 geht hervor, dass die Komparatorgrauzone den SFDR negativ beeinflusst, weil die Anstiegsübersteuerung unter dem Einfluss der Grauzone bereits bei geringeren Signaländerungen einsetzt. In Abschnitt 5.1 wurde die Komparatorgrauzone des Digital-SQUIDs untersucht. Die in Abb. 5.1 dargestellten Resultate legen es daher nahe, den Komparatorstrom I_{comp} so einzustellen, dass die Grauzone minimal – d.h. bei der untersuchten Schaltung $\approx 3 \mu\text{A}$ – wird. Im Entwurfsprozess kann eine Reduzierung der Grauzone alternativ auch durch eine Vergrößerung der Induktivität L_6 in Abb. 6.2(a) erfolgen, wie von B. Ebert vorgeschlagen [92]. Ein zu gering eingestellter Komparatorstrom bzw. eine zu groß gewählte Induktivität kann jedoch dazu führen, dass magnetischer Fluss in der aus J_5 – L_6 – J_6 – J_7 gebildeten Schleife für eine gewisse Zeit gespeichert wird, was zu einer fehlerhaften Entscheidung des Komparators führt.

Abb. 6.2(b) zeigt mehrere fehlerhafte Vorgänge. Im oberen Teil der Grafik ist das Taktsignal mit den jeweiligen Zuständen „1“ „0“ „-1“ dargestellt, im mittleren Teil der Phasenverlauf an den Kontakten J_5 – J_8 . Zur besseren Übersicht ist die Phase von J_5 um 4π

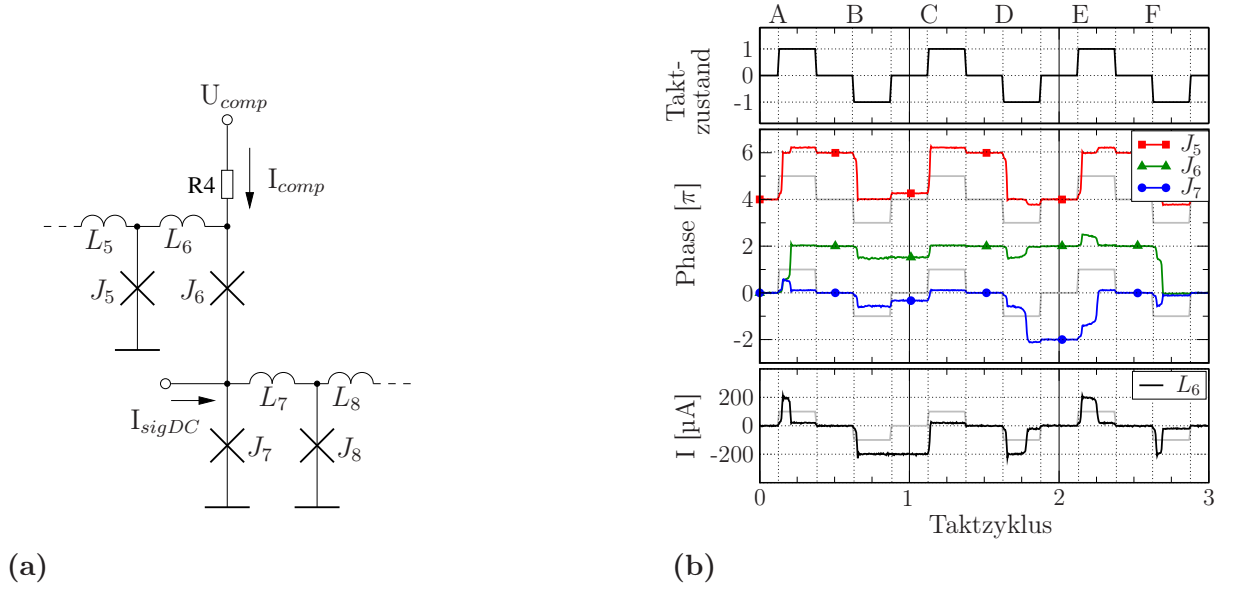


Abb. 6.2: Fehlerhafte Schaltvorgänge im Digital-SQUID: (a) Schaltungsübersicht (Auszug aus Abb. 4.8), (b) Taktsignal, Phasenverlauf an den Kontakten J_5 – J_8 und Stromverlauf in der Induktivität L_6 . Zur besseren Übersicht ist der Phasenverlauf an J_5 auf der y-Achse um 4π verschoben.

auf der y-Achse verschoben und das Taktsignal im Hintergrund eingeblendet (hellgrau). Der untere Teil der Grafik zeigt den Strom in der speichergefährdeten Induktivität L_6 . Im Folgenden werden die Vorgänge an den relevanten Taktflanken A–D beschrieben:

- A: Korrekter Schaltvorgang:** nachdem J_5 geschaltet hat, muss einer der beiden Komparatorkontakte J_6 oder J_7 schalten. In diesem Fall schaltet der Auslasskontakt J_6 , das Flussquant verlässt die Schleife J_5 – L_6 – J_6 – J_7 , und der Strom durch die Induktivität L_6 geht auf Null zurück.
- B: Fehlerhafter Schaltvorgang:** obwohl J_5 geschaltet hat, schaltet keiner der Komparatorkontakte, so dass ein negatives Flussquant in der Schleife gespeichert wird, welches einen negativen Strom durch L_6 hervorruft.
- C: Folge des fehlerhaften Schaltvorgangs von B:** durch den Schaltvorgang von J_5 wird ein positives Flussquant in die Schleife J_5 – L_6 – J_6 – J_7 eingebracht, welches das vorher gespeicherte negative Flussquant auslöscht und den Strom durch L_6 eliminiert. Daher kann an keinem der Komparatorkontakte ein Schaltvorgang stattfinden.
- D: Verspäteter Schaltvorgang:** der Komparator verhält sich ähnlich wie in Fall A, jedoch findet die Entscheidung des Komparators erst am Ende des negativen Taktzyklus' statt.

An den Taktflanken E und F verhalten sich die Kontakte wie in Fall D respektive A.

Fehlerhafte und verspätete Schaltvorgänge des Komparators haben unterschiedliche Auswirkungen auf das Gesamtsystem:

- **Fehlerhafter Schaltvorgang:** Da keiner der beiden Komparatorkontakte schaltet, bleibt der Fluss in der Schleife von dem fehlerhaften Schaltvorgang unberührt. Dadurch wird der Fehler in den folgenden Takten korrigiert. Fehlerhafte Schaltvorgänge können also als eine weitere Rauschquelle betrachtet werden, welche zusätzlich zur grauzonebedingten Entscheidungsunsicherheit des Komparators auf die Schaltung wirkt. Fehlerhafte Schaltvorgänge verschlechtern zwar das SNDR sowie durch ein früheres Einsetzen der Anstiegsübersteuerung auch das SFDR; aus Sicht des Gesamtsystems bewirken sie jedoch keinen Fehler.
- **Verspäteter Schaltvorgang:** Eine Verzögerung des Schaltvorgangs führt zu einer verspäteten Ansteuerung des Ausgangswandlers und damit zu verkürzten Spannungsimpulsen im Ausgangssignal. Im schlimmsten Fall kann es dazu kommen, dass ein verkürzter Spannungsimpuls von der nachgeschalteten Raumtemperaturelektronik nicht detektiert wird. Aus Systemsicht kommt es zu einem Fehler: obwohl am Ausgang kein Spannungsimpuls detektiert wird, wird ein Flussquant in die Schleife zurückgekoppelt, d.h. der Fluss in der Schleife wird verändert.

Da fehlerhafte Schaltvorgänge lediglich zu einer Erhöhung des Rauschens beitragen und aus Systemsicht keine Fehler verursachen, wäre es möglich, den Entwurf hinsichtlich der Kombination aus Grauzone und Flusssspeicherung zu optimieren. Aufgrund der Fehler, welche durch verspätete Schaltvorgänge auftreten, muss die Flusssspeicherung jedoch möglichst vollständig vermieden werden. Dafür muss der Effekt der Flusssspeicherung für die Einstellung der Grauzone bereits im Entwurfsprozess berücksichtigt werden.

Zur Detektion von Flusssspeicherung kann der Strom in der Induktivität L_6 verwendet werden: beim Eintritt des Flussquants in die Schleife $J_5-L_6-J_6-J_7$, wird ein Kreisstrom induziert, welcher erst auf Null zurückgeht, wenn das Flussquant die Schleife wieder verlässt. Verlassen kann das Flussquant die Schleife entweder durch einen der beiden Komparatorkontakte oder im nächsten Teil des Taktzyklus' durch J_5 (positives Flussquant wird durch negatives Flussquant ausgelöscht). Anhand des Stroms durch L_6 kann also überprüft werden, ob fehlerhafte oder verspätete Schaltvorgänge vorliegen. Auf Grundlage dieser Erkenntnis kann eine Bitfehlerratensimulation durchgeführt werden, deren Ergebnisse im Folgenden exemplarisch für die Schaltung S3 dargestellt werden.

Abb. 6.3 zeigt die Bitfehlerrate in Abhängigkeit vom Komparatorstrom I_{comp} für verschiedene Eingangsströme $I_{sig\ DC}$. Für jeden Datenpunkt wurden 500 Simulationen über

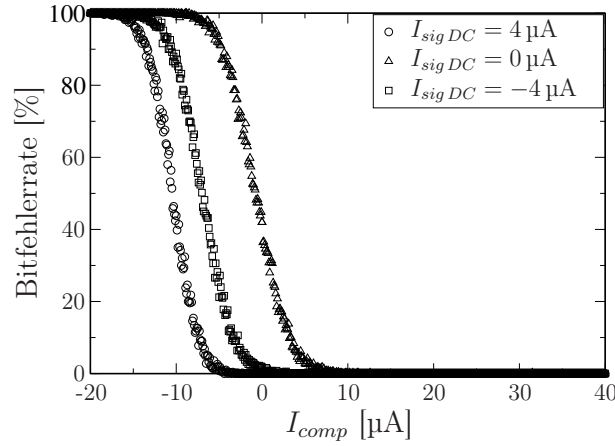


Abb. 6.3: Bitfehler rate als Funktion des Komparatorstroms I_{comp} für verschiedene Komparatoreingangsströme $I_{sig DC}$.

jeweils die positive Hälfte eines Taktzyklus' durchgeführt. Als Bitfehler wurde gewertet, wenn zum Bewertungszeitpunkt der Strom durch die Induktivität L_6 nicht auf Null zurückging. Die Wahl des Bewertungszeitpunkts sollte sich an dem Abtastzeitpunkt orientieren, der durch die Raumtemperaturelektronik vorgegeben ist. Im aufgeführten Fall wurde als Bewertungszeitpunkt 125 ps nach der steigenden Taktflanke festgelegt. Das ist ausreichend, weil die Raumtemperaturelektronik zur Zeit lediglich Taktfrequenzen bis zu 40 kHz zulässt und jeweils kurz vor Zustandswechsel, also ca. 6 µs nach der Taktflanke abgetastet wird.

Die Bitfehlerratenkurven in Abb. 6.3 sind normalverteilt, d.h. sie können mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfunktion approximiert und die Parameter Erwartungswert μ und Standardabweichung σ extrahiert werden. Erwartungswerte (Bitfehler rate = 50 %) und Standardabweichungen in Abhängigkeit des Komparatoreingangsstroms $I_{sig DC}$ sind in Abb. 6.4 zu sehen.

Um für beliebige Komparatoreingangsströme $I_{sig DC}$ eine Fehlerrate von 0,006 % (entsprechend $\approx 2,4$ Fehlern pro Sekunde bei einer Abtastfrequenz von 40 kHz) zu gewährleisten, muss der Komparatorstrom zu

$$I_{comp0,006\%} \geq \max [\mu(I_{sig DC}) + 4\sigma(I_{sig DC})] \quad (6.1)$$

gewählt werden.

Das Maximum für den Erwartungswert tritt bei $I_{sig DC} \approx 0 \mu A$ auf. Das bedeutet, dass bereits bei einem Komparatorstrom I_{comp} von $-0,7 \mu A$ die Fehlerwahrscheinlichkeit 50 % beträgt. Mit $\sigma(0 \mu A) = 3,11 \mu A$ ergibt sich nach Gl. 6.1 $I_{comp0,006\%}(0 \mu A) \approx 11,7 \mu A$.

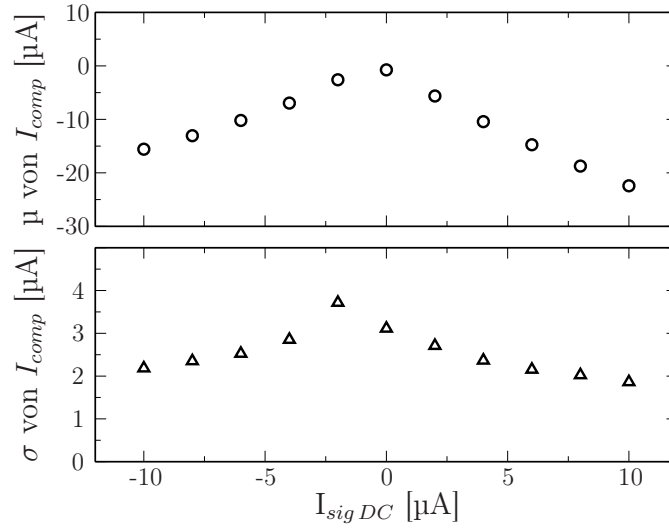


Abb. 6.4: Erwartungswerte (Bitfehlerrate = 50 %) und Standardabweichungen des Komparatorstroms I_{comp} in Abhängigkeit des Komparatoreingangstroms $I_{sig\ DC}$.

Das Maximum für die Standardabweichung tritt bei $I_{sig\ DC} \approx -2\ \mu A$ auf und führt zu $I_{comp\ 0,006\ \%}(-2\ \mu A) \approx 12,2\ \mu A$, so dass $I_{comp\ 0,006\ \%} \geq 12,2\ \mu A$ sein muss. Die daraus resultierende Komparatorgrauzone $\Delta I_{sig\ DC}$ beträgt ca. $5\ \mu A$ (vgl. Abb. 5.3).

6.3 Einkoppelspule

6.3.1 Spuleninduktivität

Die Ergebnisse aus Abschnitt 5.2.3 legen den Schluss nahe, dass eine sehr kleine effektive Grauzone und damit eine kleine Spuleninduktivität bzw. eine kleine Komparatorgrauzone sich günstig auf die Unterdrückung von Wandlungsrauschen und harmonischen Verzerrungen auswirkt. Nicht berücksichtigt wurde allerdings bei diesem Ansatz das Quantisierungsrauschen. Zwar ist die Gesamtleistung des Quantisierungsrauschens relativ gering, jedoch können die durch das Quantisierungsrauschen hervorgerufenen harmonischen Verzerrungen nicht vernachlässigt werden. Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 erläutert, korreliert das Quantisierungsrauschen aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften des Komparators mit dem Eingangssignal. Daher gilt die Annahme einer spektralen Gleichverteilung nur für spezifische Eingangssignale wie z.B. mittelwertfreie Gauß'sche Signale [34]. In der Praxis verursachen die meisten Eingangssignale bei Quantisierung Harmonische im Frequenzspektrum, welche das SFDR reduzieren.

Aus der Audiotechnik ist bekannt, dass additives weißes Rauschen zu einer Verbesserung der spektralen Verteilung des Quantisierungsrauschens führt [101]. Die Komparatorgrauzone kann näherungsweise als weißes Rauschen betrachtet werden [96], wie die mögliche Approximation der Schaltwahrscheinlichkeit mit Hilfe der Verteilungsfunktion einer Normalverteilung nahelegt (vgl. Abschnitt 5.1). Daher könnte eine in Bezug auf SNDR und SFDR optimale effektive Grauzone existieren, welche einen Kompromiss zwischen signalkorreliertem Quantisierungsrauschen und näherungsweise weißem Wandlungsrauschen darstellt. Um diese Frage zu beantworten, wurde der Einfluss der effektiven Grauzone GZ_Φ auf die Parameter SNDR und SFDR untersucht. Für die Simulationsstudie wurde eine Taktfrequenz von $f_{clk} = 1$ GHz gewählt, welche langfristig für das System angestrebt wird (vgl. Abschnitt 6.5).

In Abbildung 6.5 werden SNDR (a) und SFDR (b) als Funktion der effektiven Grauzone GZ_Φ und der Amplitude des Erregersignals $\hat{\Phi}_{sig}$ bei einer Erregersignalfrequenz von $f_{sig} = 15259$ Hz exemplarisch dargestellt. Das SNDR zeigt ein relativ stabiles Verhalten bis zu einer effektiven Grauzone von $GZ_\Phi \approx 1 \Phi_0$, bei welcher es unter dem Einfluss der einsetzenden Anstiegsübersteuerung langsam zu degradieren beginnt. Das SFDR wächst zunächst an, solange die größer werdende effektive Grauzone GZ_Φ als sogenanntes Dither-Signal wirkt, welches die spektrale Verteilung des Quantisierungsrauschens homogenisiert. Bei weiterer Vergrößerung von GZ_Φ , verschwindet dieser positive Effekt wegen

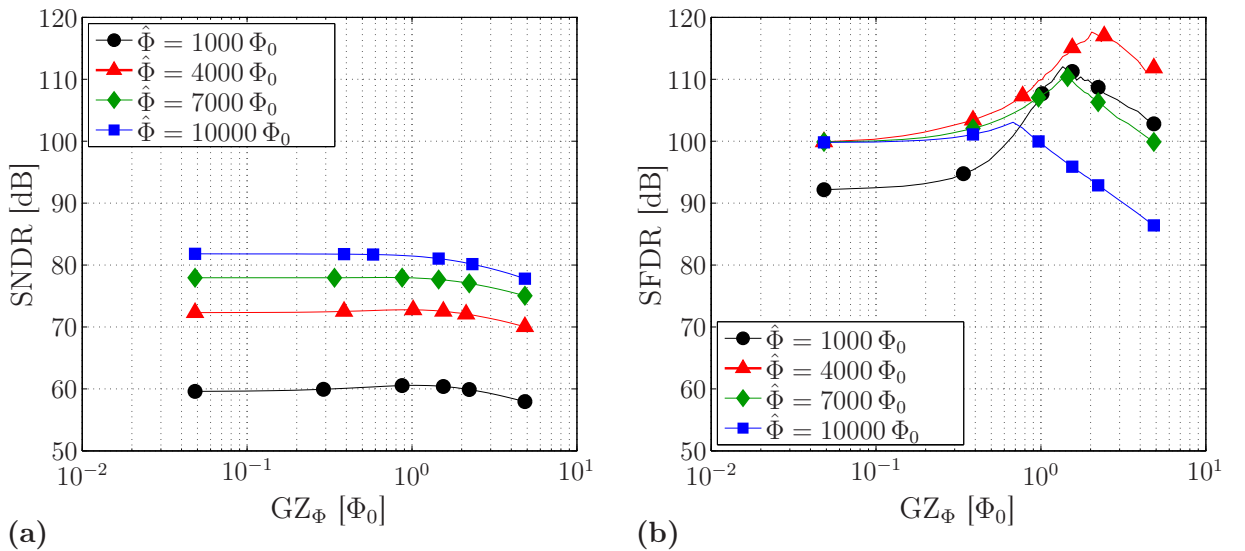


Abb. 6.5: Simulationsstudie: SNDR (a) und SFDR (b) als Funktion der effektiven Grauzone GZ_Φ für verschiedene Amplituden $\hat{\Phi}_{sig}$ bei einer Signalfrequenz von $f_{sig} = 15259$ Hz und einer Abtastfrequenz von $f_{clk} = 1$ GHz. Alle Ergebnisse wurden mit Hilfe einer FFT mit 2^{24} Stützpunkten und Mittelung aus 16 Rechteckfenstern ermittelt.

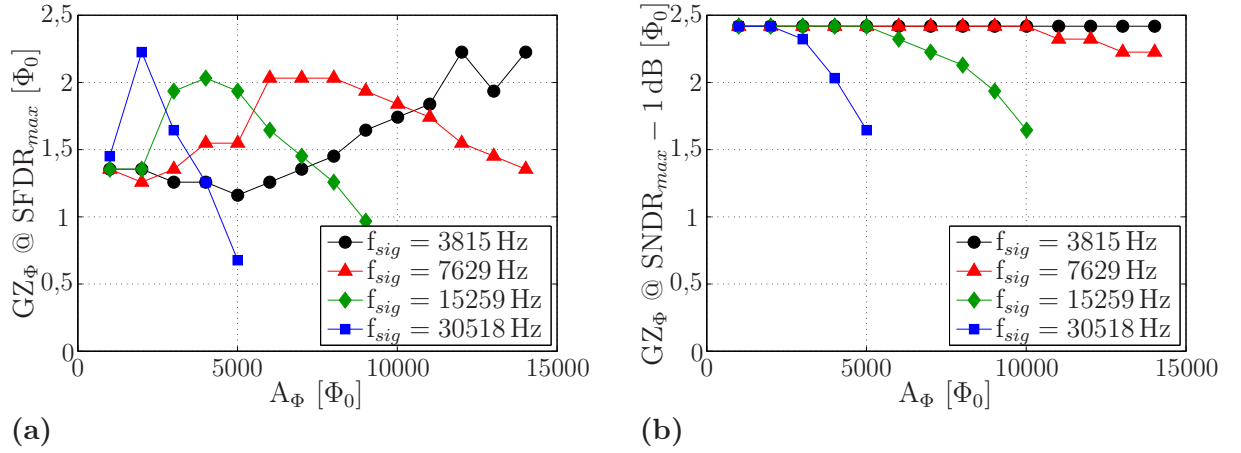


Abb. 6.6: Simulationsstudie: (a) Effektive Grauzone GZ_Φ , welche notwendig ist, um ein maximales SFDR zu erzielen für verschiedene Eingangssignalamplituden $\hat{\Phi}_{sig}$ und -frequenzen f_{sig} . (b) Effektive Grauzone GZ_Φ , für welche der Verlust beim SNDR 1 dB im Vergleich zum Maximalwert des SNDR beträgt. Alle Ergebnisse wurden mit Hilfe einer FFT mit 2^{24} Stützpunkten und Mittelung aus 16 Rechteckfenstern ermittelt.

der zunehmenden Anstiegsübersteuerung. Im Vergleich zum SNDR, welches mit der Signalamplitude skaliert, zeigt das SFDR eine komplexere Abhängigkeit von $\hat{\Phi}_{sig}$. Dieses Verhalten resultiert daraus, dass das Quantisierungsrauschen mit seinem inhomogenen Frequenzspektrum einen größeren Einfluss auf das SFDR als auf das SNDR ausübt.

Abbildung 6.6(a) stellt die effektive Grauzone dar, welche benötigt würde, um ein maximales SFDR zu erzielen. Zur Ermittlung jedes Datenpunktes wurde eine FFT mit 2^{24} Stützpunkten durchgeführt. Zur Berechnung des SFDR wurde die Leistung des rekonstruierten Signals mit der Leistung der ausgeprägtesten Verzerrung ins Verhältnis gesetzt. Durch die nichtlinearen Eigenschaften des Quantisierungsrauschens variiert die effektive Grauzone, welche zu einem maximalen SFDR führt, leicht mit Amplitude und Frequenz des Eingangssignals. Aus diesem Grunde kann die x-Achse des Diagramms nicht wie in den vorigen Kapiteln üblich auf $S_\Phi/S_{\Phi_{max}}$ normiert werden. In Tabelle 6.1 werden daher die nach Gleichung 5.4 berechneten maximalen theoretischen Signalamplituden $\hat{\Phi}_{max}$ bei den in der Abbildung verwendeten Signalfrequenzen f_{sig} aufgeführt. Wie erwartet zeigen alle Kurven eine klare Tendenz zu niedrigeren Werten von GZ_Φ mit zunehmender Eingangssignalamplitude und -frequenz, sobald die durch Anstiegsübersteuerung hervorgerufenen Verzerrungen zu dominieren beginnen. Dieser Effekt setzt deutlich vor Erreichen der theoretisch berechneten maximalen Signalamplituden aus Tabelle 6.1 ein.

Tabelle 6.1: Maximale theoretische Signalamplituden für die in Abbildung 6.6 verwendeten Signalfrequenzen f_{sig} bei einer Abtastfrequenz von $f_{clk} = 1$ GHz. Die Werte wurden nach Gleichung 5.4 berechnet. Das Produkt von f_{sig} und $\hat{\Phi}_{max}$ ist konstant.

$f_{sig}[\text{Hz}]$	$\hat{\Phi}_{max}[\Phi_0]$
3815	41721
7629	20861
15259	11430
30518	5215

Abbildung 6.6(b) zeigt die effektive Grauzone GZ_Φ , bei welcher das SNDR um 1 dB im Vergleich zum Maximalwert abgesunken ist.

Obwohl keine optimale effektive Grauzone für alle Eingangssignalamplituden und -frequenzen existiert, erscheint die Wahl einer effektiven Grauzone von $1 \Phi_0 < GZ_\Phi < 2 \Phi_0$ vielversprechend zur Erzielung eines guten Kompromisses von SFDR und SNDR [102]. Beispielsweise läge bei der für den Chip S3 ermittelten Grauzone von $GZ_I \approx 10 \mu\text{A}$ die optimale Induktivität der Einkoppelspule im Bereich von $207 \text{ pH} < L_{opt} < 414 \text{ pH}$. Als eine generelle Richtlinie für die Wahl der Einkoppelspuleninduktivität bei gegebener Komparatorgrauzone GZ_I gilt:

$$L_{opt} \approx \frac{3}{2} \cdot \frac{\Phi_0}{GZ_I}. \quad (6.2)$$

6.3.2 Induktivitätsanpassung

Spulenoptimierung ohne Flusstransformator

Bisher wurde die Induktivität L_{SQ} hinsichtlich des Dynamikbereichs optimiert. Dabei wurde lediglich der magnetische Fluss betrachtet, dessen niederwertiges Bit systembedingt auf $1 \Phi_0$ festgelegt ist. Beim Betrieb des Digital-SQUIDS als Magnetfeldsensor wird jedoch die magnetische Flussdichte zur relevanten Größe. Der externe Fluss, welcher versucht, die Einkoppelspule zu durchdringen, ergibt sich aus Flussdichte und Fläche der Einkoppelspule zu

$$\Phi = \iint_A B \, dA. \quad (6.3)$$

Unter der Annahme, dass die magnetische Flussdichte über der betrachteten Fläche konstant ist, vereinfacht sich Gl. 6.3, so dass das auf die Flussdichte bezogene niederwertige Bit zu

$$B_{LSB} = \Phi_0 / A \quad (6.4)$$

berechnet werden kann. Je größer die Fläche der Einkoppelspule, desto kleiner B_{LSB} . Mit der Vergrößerung der Fläche wächst jedoch auch die Induktivität. Es gilt daher, die Spule so auszuführen, dass sie unter Beibehaltung der berechneten optimalen Induktivität die größtmögliche effektive Fläche zur Verfügung stellt.

Im Folgenden soll für den Fall einer in Abschnitt 6.3.1 berechneten optimalen Induktivität von $L_{SQ\,opt} \approx 400$ pH exemplarisch die Analyse der optimalen Schleifenausführung bei einer quadratischen Schleife durchgeführt werden. Abb.6.7 zeigt die betrachtete Anordnung sowie die bei der Berechnung verwendeten Bezeichnungen für Innenkantenlänge d , Aussenkantenlänge a und Leiterbreite w_p .

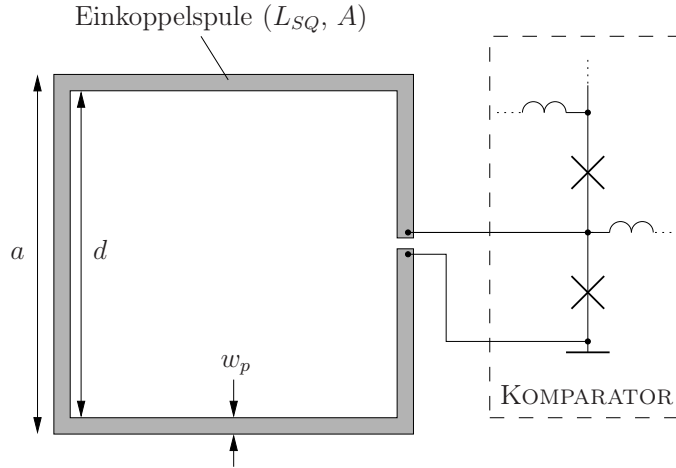


Abb. 6.7: Schematische Darstellung der Einkoppelspule mit den bei der Berechnung verwendeten Dimensionierungsbezeichnungen.

Für den Zusammenhang von Spulenfläche und Spuleninduktivität existieren experimentell ermittelte Formeln, welche sich je nach dem gewählten Verhältnis von Leiterbreite und Innenkantenlänge unterscheiden [103]:

$$L = 1,25\mu_0 d \quad (d/w_p < 1) \quad (6.5)$$

$$L = \frac{2}{\pi}\mu_0 d \left[\ln \left(5 + \frac{d}{w_p} \right) + 0,25 \right] \quad (1 < d/w_p < 10) \quad (6.6)$$

$$L = \frac{2}{\pi}\mu_0 (d + w_p) \left[\ln \left(1 + \frac{d}{w_p} \right) + 0,5 \right] \quad (d/w_p > 10) \quad (6.7)$$

Die Gleichungen 6.5–6.7 werden im Folgenden nach ihren Urhebern mit „Ketchen“, „Drung“ und „Grover“ bezeichnet.

Für die effektive Spulenfläche wird üblicherweise das Produkt von Innen- und Außenkanntenlänge verwendet [103], d.h.

$$A = ad = d^2 + 2dw_p. \quad (6.8)$$

In Abb. 6.8 ist die nach Gleichungen 6.5–6.7 berechnete Spuleninduktivität in Abhängigkeit der beiden Parameter d und w_p grafisch dargestellt. Da sich die Gleichungen analytisch

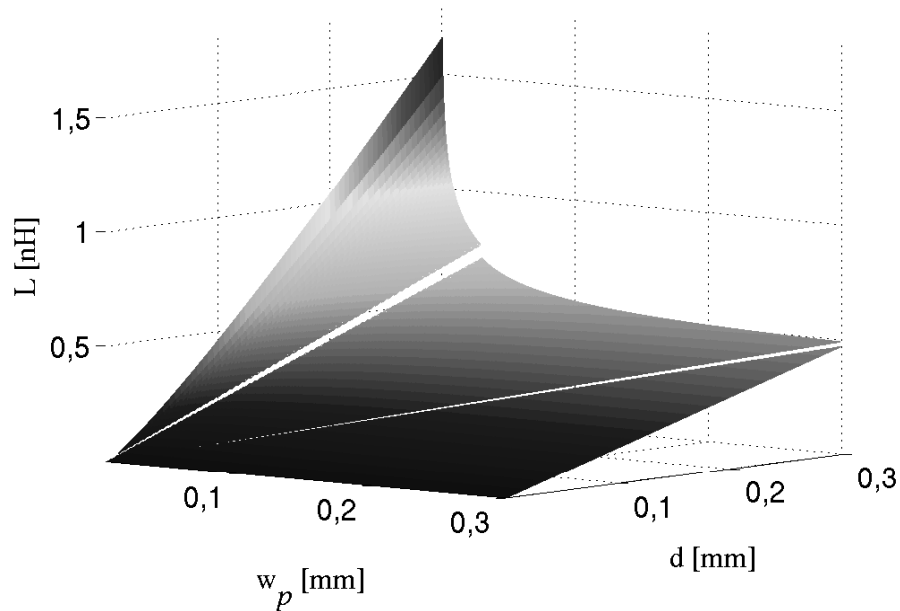


Abb. 6.8: Induktivität einer planaren quadratischen Spule in Abhängigkeit von Lochbreite d und Leiterbreite w_p . Die Sprünge sind durch den Übergang zwischen den verschiedenen Berechnungsformeln bedingt.

nicht nach den Geometrieparametern auflösen lassen, wurde die Isoinduktivitätslinie bei $L_{SQ\ opt} = 400\ \text{pH}$ numerisch ermittelt. Das Ergebnis zeigt Abb. 6.9.

Um unter der Bedingung $L = L_{SQ\ opt} = 400\ \text{pH}$ eine maximale effektive Fläche zu erhalten, müssen d und w_p so groß wie möglich gewählt werden. Aus Abb. 6.9 ergibt sich daher, dass eine Spulenkonfiguration nach Ketchen in diesem Fall optimal ist, denn eine solche Konfiguration führt zur maximal möglichen Lochbreite d in Kombination mit einer maximal möglichen Leiterbreite w_p . Da die Leiterbreite in die Ketchenformel nicht eingeht, kann die Fläche theoretisch unendlich groß werden. Bei dem verwendeten Material handelt es sich allerdings um Niob, welches dem Supraleiter Typ II zuzuordnen ist. Unter

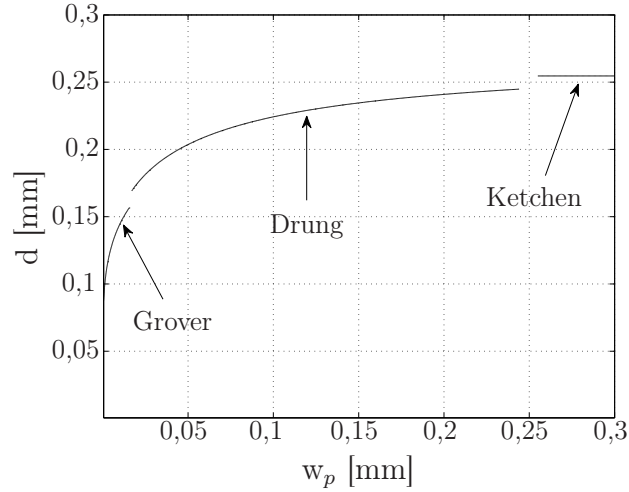


Abb. 6.9: Höhenlinie bei $L_{SQ_{opt}} = 400$ pH. Die zur Berechnung der Kurvenstücke verwendeten Gleichungen sind entsprechend gekennzeichnet.

dem Einfluss von Magnetfeldern kann magnetischer Fluss entlang der Korngrenzen in die Niobschicht eindringen [104]. In der Praxis wird die Leiterbreite daher dadurch begrenzt, dass bei Überschreiten eines maximalen Aspektverhältnisses zwischen Leiterbreite w_p und Schichtdicke h der Niobschicht das externe Magnetfeld Flussschläuche innerhalb des feldfrei eingefrorenen Supraleiters hervorruft. Das maximale Aspektverhältnis berechnet sich nach [105] zu:

$$\left(\frac{w_p}{h}\right)_{max} = \frac{100 \text{ mT}}{B_{ext}}. \quad (6.9)$$

Bei einer der Prozessbeschreibung der Fluxonics Foundry entnommenen Schichtdicke zwischen 250 nm (M1) und 350 nm (M2) [106] sowie dem Ziel, das Digital-SQUID im Erdmagnetfeld von ca. 40 μ T zu betreiben, ergibt sich eine maximale Leiterbreite von 625 μ m für M1 bzw. 875 μ m für M2. Unter Berücksichtigung einer Sicherheitsreserve von 20% sollte die Leiterbreite w_p 500 μ m nicht überschreiten.

Bei der notwendigen Lochbreite von $d = 0,25$ mm und einer Leiterbreite von $w_p = 0,5$ mm kann mit einer Ketchenkonfiguration als Einkoppelspule demnach ein B_{LSB} von $\approx 6,6$ nT erreicht werden. Dabei sollte berücksichtigt werden, dass es sich bei der aufgeführten Berechnung lediglich um eine Überschlagsrechnung handelt, da zur Vereinfachung der Rechnung parasitäre Induktivitäten und Kapazitäten vernachlässigt wurden. Im wesentlichen handelt es sich dabei um die Induktivität der Zuleitungen sowie die Schlitzinduktivität, die beim Auftrennen der in Abb. 6.7 (b) dargestellten geschlossenen Schleife für den Anschluss an den Josephson-Komparator entsteht. Um den für B_{LSB} errechneten Wert weiter zu reduzieren, ist die Verwendung eines Flusstransformators erforderlich, dessen

Dimensionierung im Folgenden für den dargestellten Fall exemplarisch behandelt werden soll.

Spulenoptimierung mit Flusstransformator

Der Flusstransformator kann zur Induktivitätsanpassung verwendet werden. In eine flächenmäßig große Antenne wird der Fluss eingekoppelt und über den Transformator in die Einkoppelspule übertragen. In Abb. 6.10 ist die physikalische Ausführung der Antenne und des Flusstransformators, sowie die Ankopplung an den Komparator schematisch dargestellt.

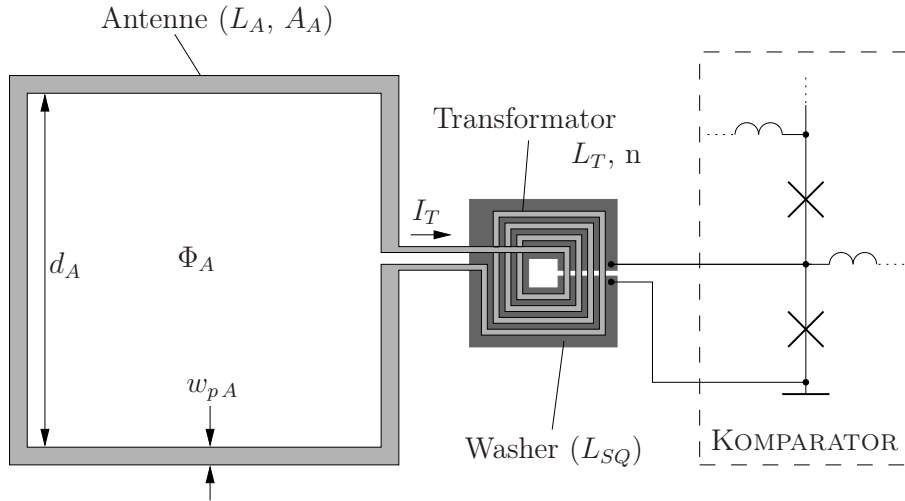


Abb. 6.10: Schematische Darstellung der Spulenkonfiguration mit Flusstransformator. Der Washer ist als Ketchenspule ausgeführt, die Antenne kann nach Grover berechnet werden.

L_{SQ} ist hierbei – wie im vorherigen Abschnitt als optimal ermittelt – als Ketchenspule ausgeführt. Über dieser Spule, welche auch als Washer bezeichnet wird, wird die Sekundärseite des Transformators als planare Spule mit einer noch zu ermittelnden Anzahl konzentrischer Windungen ausgeführt. Der Kopplung kann bei dieser Konfiguration näherungsweise als ideal angenommen werden, d.h. der Koppelfaktor ist $k \approx 1$. Damit möglichst viel Fluss umfasst werden kann, wird die Antenne als Groverspule ausgelegt.

Unter Vernachlässigung von Schlitz- und Zuleitungsinduktivitäten – auch hier handelt es sich um eine Übersichtsrechnung – gilt für die Transformatorinduktivität L_T sowie für die Gegeninduktivität M zwischen Transformatorwindungen und Ketchenspule

$$L_T = n^2 L_{SQ}, \quad (6.10)$$

$$M = n L_{SQ}, \quad (6.11)$$

wobei n die Anzahl der Windungen angibt.

Der externe Fluss Φ_A , welcher in die Antenne einzudringen versucht, ruft einen Kompensationsstrom I_T hervor, mit

$$I_T = \frac{\Phi_A}{L_A + L_T}. \quad (6.12)$$

Aus Gl. 6.10, 6.11 und 6.12 folgt für einen Koppelfaktor von 1, dass zur Einkopplung eines Flussquants Φ_0 in die Einkoppelspule ein externer Fluss in Höhe von

$$\Phi_A = \Phi_0 \cdot \frac{L_A + L_T}{\sqrt{L_T/L_{SQ}} \cdot L_{SQ}} \quad (6.13)$$

$$= \Phi_0 \cdot \frac{L_A + n^2 L_{SQ}}{n \cdot L_{SQ}} \quad (6.14)$$

benötigt wird.

Für das niederwertige Bit unter Verwendung des Flusstransformators folgt:

$$B_{ALSB} = \frac{L_A + n^2 L_{SQ}}{n \cdot L_{SQ}} \cdot \frac{\Phi_0}{A_A} \quad (6.15)$$

mit A_A als Antennenfläche.

Unter Verwendung von Gl. 6.8 und 6.7 wird B_{ALSB} zu einer Funktion der drei unabhängigen Variablen Antennenleiterbreite w_{pA} , Antennenlochbreite d_A und Anzahl der Transformatorwindungen n , mit:

$$B_{ALSB} = \Phi_0 \cdot \frac{2/\pi\mu_0(d_A + w_{pA})[\ln(1 + d_A/w_{pA}) + 0,5] + n^2 L_{SQ}}{n L_{SQ}(d_A^2 + 2d_A w_{pA})}, \quad (6.16)$$

mit $L_{SQ} = L_{SQ_{opt}} = 400$ pH. Ziel ist die Minimierung von B_{ALSB} . Bedingung für ein Extremum von B_{ALSB} ist, dass die partiellen Ableitungen von B_{ALSB} nach n , d_A und w_{pA} verschwinden. Die Analyse des aus diesen Bedingungen resultierenden nichtlinearen Gleichungssystems würde den Rahmen der beabsichtigten Überschlagsrechnung sprengen. Daher wurde der Wertebereich für d_A und w_{pA} eingeschränkt auf $d_A \in [1 \dots 100]$ mm und $w_{pA} \in [2,5 \dots 500]$ μ m. Der Minimalwert für w_{pA} ergibt sich aus den Designregeln der Fluxonics Foundry [106], der Maximalwert aus Gleichung 6.9. Innerhalb dieser Wertebereiche weist B_{ALSB} kein absolutes Minimum auf. Die partielle Ableitung von $\frac{\partial B_{ALSB}}{\partial n}$ verschwindet für

$$n(d_A, w_{pA}) = \sqrt{\frac{2\mu_0}{\pi L_{SQ}}(d_A + w_{pA})[\ln(1 + d_A/w_{pA}) + 0,5]}. \quad (6.17)$$

Damit kann ein $B_{ALSB\,opt}$ als Funktion von d_A und w_{pA} angegeben werden:

$$B_{ALSB\,opt} = f(d_A, w_{pA}) \quad (6.18)$$

$$= \frac{2\Phi_0}{\sqrt{L_{SQ}(d_A^2 + 2d_A w_{pA})}} \sqrt{\frac{2}{\pi} \mu_0 (d_A + w_{pA}) \left[\ln \left(1 + \frac{d_A}{w_{pA}} \right) + 0,5 \right]}. \quad (6.19)$$

Abb. 6.11 zeigt das $B_{ALSB\,opt}$ als Funktion von w_{pA} und d_A für den Fall, dass n gemäß Gl. 6.17 gewählt wird, Abb. 6.12 visualisiert die Abhängigkeit der optimalen Windungszahl n von w_{pA} und d_A .

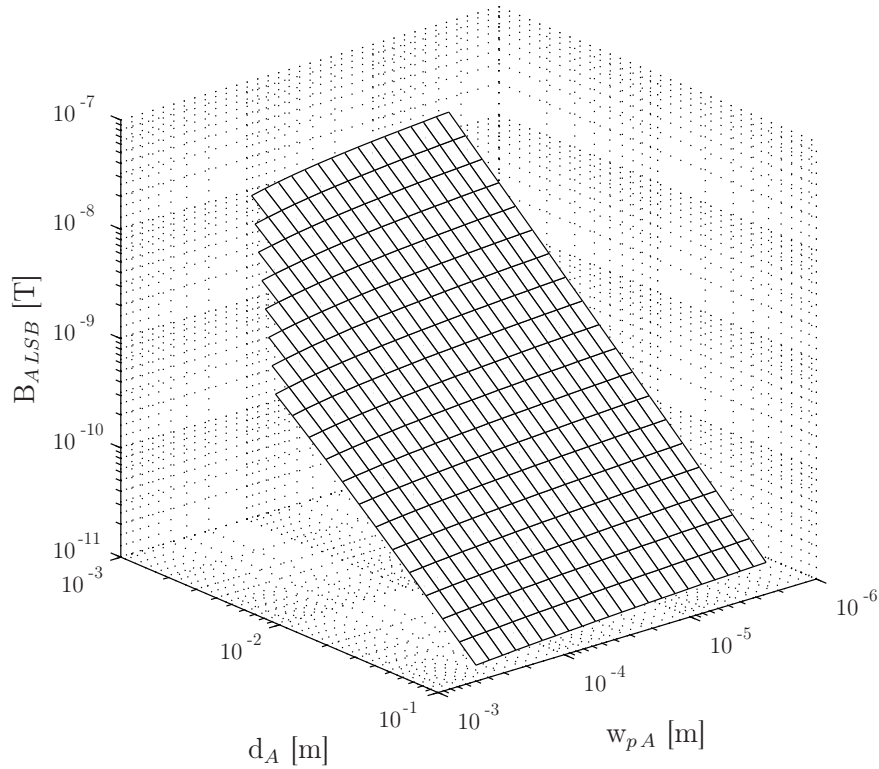


Abb. 6.11: B_{ALSB} als Funktion von w_{pA} und d_A unter Berücksichtigung der Bedingung $d_A/w_{pA} > 10$.

Aus Abb. 6.11 geht hervor, dass $B_{ALSB\,opt}$ immer kleiner wird, je größer d_A und w_{pA} gewählt werden. In der Praxis ist die Lochbreite der Spule jedoch durch die zur Verfügung stehende Chipfläche begrenzt. Zur Berechnung des Beispiels wird eine maximale Spulenlochgröße von $d_A = 20\text{ mm}$ angenommen. Die Leiterbreite wird auf das in Gleichung 6.9 berechnete Maximum von $w_{pA} = 500\text{ }\mu\text{m}$ festgelegt. Mit $L_{SQ} = 400\text{ pH}$ folgt daraus eine Antennenfläche von $A_A \approx 420\text{ mm}^2$ (Gl. 6.8) sowie ein Transformator mit 13 Windungen (Gl. 6.17). Mit dieser Konstellation ergibt sich ein niederwertiges Bit von $B_{ALSB} \approx 129,4\text{ pT}$ (Gl. 6.18). Dies entspricht einer Verbesserung der Empfindlichkeit um einen Faktor von 51 im Vergleich zum vorher berechneten Sensor ohne Flusstransformator.

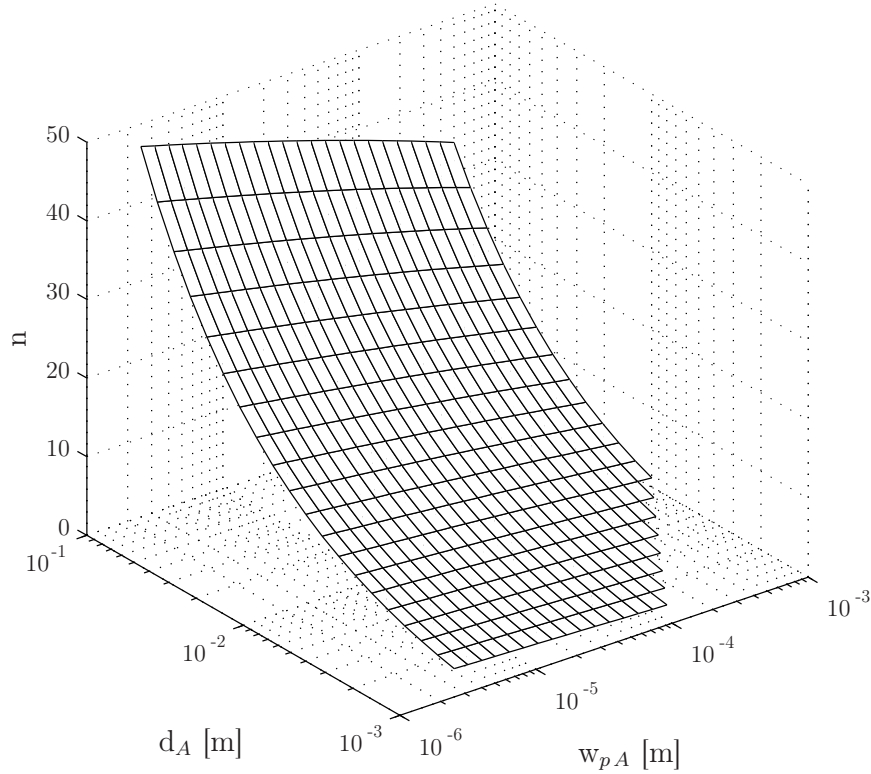


Abb. 6.12: n_{opt} als Funktion von w_{pA} und d_A unter Berücksichtigung der Bedingung $d_A/w_{pA} > 10$.

6.4 Robustheit gegenüber externen Magnetfeldern

Um den Gesamtmessbereich der Schaltung zu maximieren, muss deren Robustheit gegenüber externen Magnetfeldern erhöht werden. Bei den in Kap. 5 vorgestellten Messungen wurde das zu messende Magnetfeld ausschließlich mit Hilfe der auf dem Chip integrierten Erregerschleife erzeugt (vgl. Abb. 4.2(b)). Hierbei konzentriert sich die größte magnetische Flussdichte im Bereich bzw. nach den entsprechenden Schaltvorgängen in der Einkoppelspule. Ausserhalb der Einkoppelspule klingt die Flussdichte mit dem Abstand ab, d.h. die Schaltung selber ist einer geringeren Flussdichte ausgesetzt als die Einkoppelspule. Die unter der Schaltung angebrachte Massefläche aus Niob trägt zur Schirmung der Schaltung bei, erlaubt aber aufgrund ihrer Zugehörigkeit zum Typ II Supraleiter das Eindringen von Flussschläuchen, welche die Schaltungseigenschaften beeinträchtigen [107]. Eine solche Beeinträchtigung äußert sich durch verkürzte Spannungsimpulse am Ausgang der Schaltung und häufig durch eine Drift des rekonstruierten Signals. Der Gesamtmessbereich des Digital-SQUIDs wird dadurch begrenzt.

Das Verfahren der Erzeugung des Magnetfelds mit Hilfe der integrierten Erregerschleife eignet sich gut zur Analyse der Schaltungseigenschaften bei höherer Aussteuerung, denn

der Abstand zwischen Erregerschleife und Einkoppelspule ist fest, Induktivität und Gegeninduktivität können relativ genau berechnet werden. Zur Überprüfung der Robustheit der Schaltung gegenüber einem externen Magnetfeld eignet sich jedoch die handgewickelte Erregerschleife aus Kupferdraht besser. Zwar sind deren genaue Eigenschaften nicht bekannt, aber durch ihre relative Nähe zur Schaltung und die Wahl des größtmöglichen in den Probenstab integrierbaren Durchmessers von 2,4 cm bei einer Chipgröße von 5 mm x 5 mm kann davon ausgegangen werden, dass die magnetische Flussdichte, welche auf die Einkoppelspule wirkt, in etwa der entspricht, welche auf die Schaltung wirkt. Somit ist es möglich, die auf die Schaltung wirkende magnetische Flussdichte näherungsweise zu bestimmen. Um den Gesamtmessbereich des Digital-SQUIDs zu bestimmen, wurde in die Kupferdrahtspule ein dreieckförmiges mittelwertfreies Stromsignal eingeprägt. Dessen Amplitude wurde so lange erhöht, bis sich die Qualität der Spannungsimpulse am Ausgang des Sensors verschlechterten. Das rekonstruierte Signal wurde unter Zuhilfenahme der Einkoppelspulenfläche in magnetischen Fluss umgerechnet. In Tabelle 6.2 findet sich eine Übersicht der Ergebnisse, welche an den Chips T16 und T18 gemessen wurden. Bei den angegebenen Werten handelt es sich jeweils um Spitze-Spitze-Werte, gekennzeichnet mit dem Index pp (*peak-to-peak*). Zusätzlich sind die Ergebnisse der Messungen mit der integrierten Erregerschleife aufgeführt. Deutlich ist zu sehen, wie der Abstand der Schaltung von der Erreger- und Einkoppelspule die Wert der messbaren magnetischen Flussdichte erhöht: beim Chip T16 beträgt der Abstand zwischen Schaltung und Spulen 0,6 mm, bei T18 0,2 mm, die messbare Flussdichte 110 μT (T16) und 16,6 μT (T18).

Tabelle 6.2: Übersicht über die Gesamtmessbereiche, Antennenflächen und niederwertigen Bits des Digital-SQUIDs für verschiedene Ausführungen und Erregerschleifenkonfigurationen.

Chip	T16		T18	
	intern	extern	intern	extern
$\Phi_{max\ pp}$	531305 Φ_0	unbekannt	134229 Φ_0	38976 Φ_0
Antennenfläche	10,1 mm ²		16,75 mm ²	
$B_{max\ pp}$	110 μT	unbekannt	16,6 μT	4,8 μT
B_{LSB}	204 pT		123 pT	

Um das Digital-SQUID in ungeschirmter Umgebung betreiben zu können, muss der Gesamtmessbereich mindestens um einen Faktor 5, also von derzeit $\approx 5\ \mu\text{T}$ auf $\approx 25\ \mu\text{T}$

erhöht werden. Dazu gibt es eine Reihe von Ansätzen, welche hier lediglich kurz erwähnt werden sollen.

Schirmung

Um den Sensor gegen das Erdmagnetfeld zu schützen, wurde bereits in den ersten Entwürfen eine Massefläche aus Niob als Schirmung unter der Schaltung vorgesehen. Wie bereits erwähnt lässt Niob als Supraleiter Typ II jedoch die Bildung von Flussschläuchen in seinem Inneren zu. Diese führen zu Kreisströmen, die die Schaltungseigenschaften beeinträchtigen können. Um eine solche Beeinträchtigung zu vermeiden, erweist es sich als vorteilhaft, gezielt Störstellen in die Grundplatte einzubringen, an denen sich die Flussschläuche bevorzugt anhaften. Auf diese Weise ist es möglich, den gefangenen Fluss und die damit einhergehenden parasitären Kreisströme an für die Schaltung unkritischen Stellen zu konzentrieren. Als künstliche Störstellen dienen beispielsweise Unterbrechungen der Grundplatte, sogenannte *Moats*². Diese Methode wurde von Bermon/Gheewala bereits 1983 vorgestellt [108]. Bis heute besteht keine Einigkeit über Form, Anordnung und Dimensionen der „optimalen“ Moat-Konfiguration, da theoretische Vorhersagen schwer zu treffen sind. Über die Jahre fanden jedoch verschiedene experimentelle Arbeiten zur Ausführung von Moats statt, aus denen sich Entwurfsregeln ableiten lassen. Jeffery et al. fanden 1995 heraus, dass lange linienförmige Moats effizienter sind als viele kleine nebeneinanderliegende [109]. Die Anordnung der Moats um die Schaltung vom Chip S3 berücksichtigt diese Regel, wie in Abb. 6.13 zu sehen.

Narayana et al. führten 2009 eine umfangreiche Vergleichsstudie von unterschiedlichen Konfigurationen durch. Die von ihnen vorgeschlagenen Entwurfsregeln lassen sich wie folgt zusammenfassen [110]:

- Große Fläche ohne Moats sollten vermieden werden.
- Moats sollten eine größere Länge aufweisen, als der Abstand zwischen ihnen bzw. zwischen ihnen und der zu schützenden Schaltung beträgt.
- Der Abstand zwischen den Moats sollte möglichst klein sein. Für den Betrieb einer Schaltung im Erdmagnetfeld prognostizieren die Autoren einen notwendigen Moat-Abstand von 5 μm .

In der zur Zeit verwendeten Technologie ist insbesondere die letzte Forderung nicht realisierbar, da bereits die Leiterbreiten den Wert von 5 μm deutlich überschreiten. Dennoch

²Ein Äquivalent zu der im Englischen verwendeten Bezeichnung *moat* gibt es in der deutschen Sprache im technischen Sinne nicht. Die direkte Übersetzung „Burggraben“ kann jedoch als anschauliche Erklärung dienen. Dennoch wird im Folgenden der englischsprachige Begriff verwendet.

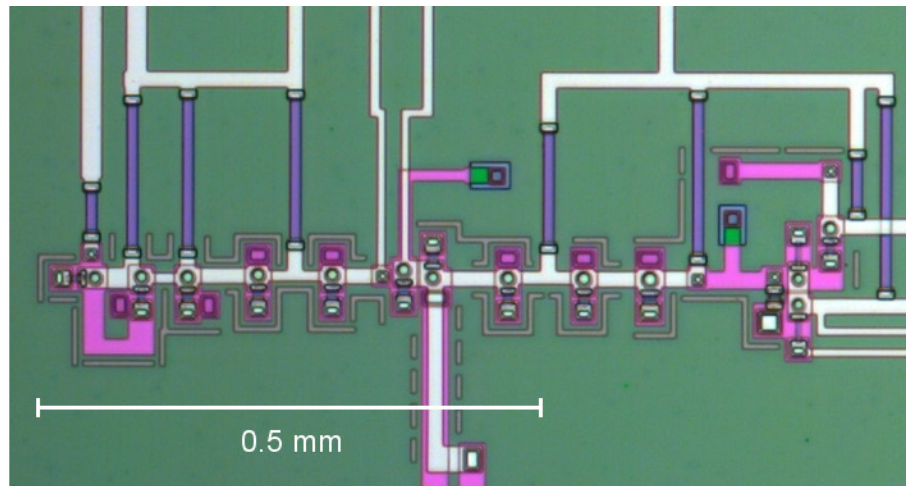


Abb. 6.13: Lichtmikroskopbild von Chip S3, welches die Anordnung der Moats (grau) um die Schaltung zeigt.

scheint es möglich, die Robustheit der Schaltung gegenüber externen Magnetfeldern mittels einer Optimierung der Moat-Konfiguration zumindest weiter zu verbessern.

Eine andere bzw. ergänzende Möglichkeit zur Vergrößerung der Robustheit ist die Verwendung einer Schirmung aus einem supraleitenden Material des Typs I. Es wäre beispielsweise denkbar, die Bondpads so anzuordnen, dass der Bereich über und neben der Schaltung frei bleibt. So könnte über den entsprechenden Teil des Chips eine Bleiklammer geschoben werden, welche die Schaltung selber innerhalb der Probenenträgers von magnetischen Feldern abschirmt, die Einkoppelspule jedoch unbeeinträchtigt lässt. Alternativ könnte als Schirmmaterial beispielsweise auch das sogenannte Cryoperm (eine Legierung aus Nickel, Kupfer, Molybdän, Eisen und Mangan) verwendet werden, welches speziell für magnetische Abschirmung im Tieftemperaturbereich entwickelt wurde.

Verwendung einer robusteren Technologie

Die verwendete Herstellungstechnologie hat einen signifikanten Einfluss auf die Robustheit von Schaltungen gegenüber externen Magnetfeldern. Je kleiner die verwendeten Strukturen, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, dass Fluss gefangen wird. In den letzten Jahren wurden Technologien entwickelt, die eine Strukturgröße im sub- μm -Bereich erlauben. Schmelz et al. stellten 2011 dc-SQUIDs vor, welche in Kreuzkontakttechnologie gefertigt wurden und Kontaktgrößen von $0,8\,\mu\text{m} \times 0,8\,\mu\text{m}$ verwenden. Diese SQUIDs wiesen eine Magnetfeldfestigkeit im mT-Bereich auf – ein Betrieb im Erdmagnetfeld ist also möglich und wurde demonstriert [111].

Mit Hilfe einer Kombination der vorgestellten Maßnahmen sollte es möglich sein, ein Digital-SQUID zu entwerfen, welches in ungeschirmter Umgebung arbeitet.

6.5 Taktfrequenz

Die Taktfrequenz ist ein wichtiger Parameter zur Beeinflussung von übersteuerungsbedingten Nichtlinearitäten des Sensors. Je höher die Taktfrequenz, desto besser kann das System schnell veränderlichen Signalen folgen. Eine höhere Taktfrequenz erlaubt also eine höhere Signalfrequenz bei gleichbleibender Signalamplitude bzw. eine höhere Signalamplitude bei gleichbleibender Signalfrequenz. Da die Höhe von SFDR und SNDR sowohl durch die Leistung der harmonischen Verzerrungen als auch durch die Signalleistung beeinflusst werden, führt die Erhöhung der Taktrate zu einer besseren dynamischen Charakteristik des Sensors. In Abbildung 6.14 sind die Auswirkungen einer Erhöhung der Taktfrequenz von 10 kHz auf 20 kHz auf SNDR und SFDR zu erkennen, welche experimentell an Chip S3-DS2 ermittelt wurden.

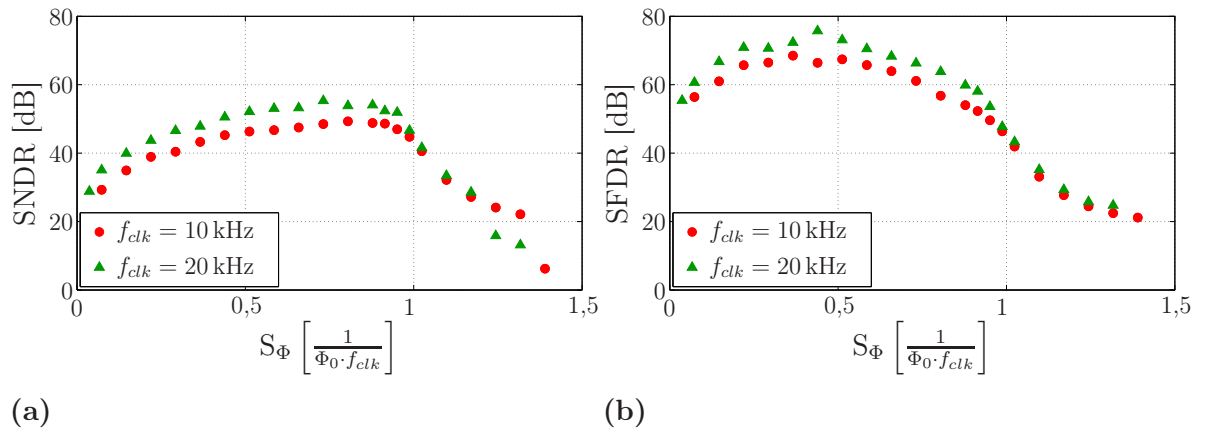


Abb. 6.14: Chip S3-DS2. Verbesserung von SNDR und SFDR durch Erhöhung der Taktfrequenz f_{clk} . Die dynamischen Kenngrößen wurden mit Hilfe der Spektralanalyse ermittelt. Anzahl Stützpunkte: 2^{19} , Anzahl Fenster: 16, Fenstertyp: Rechteck. Die Anstiegsübersteuerung wurde durch Erhöhung der Signalamplitude bei gleichbleibender Signalfrequenz $f_{sig} = 1,22$ Hz herbeigeführt.

Zur Zeit ist die maximal mögliche Taktfrequenz durch die Messumgebung begrenzt. Einen erheblichen Engpass stellt hierbei der Instrumentationsverstärker zur Verstärkung der Ausgangsimpulse des Digital-SQUIDs dar. Für RSFQ-Schaltungen wurde in einem Gemeinschaftsprojekt zwischen der TU Ilmenau, dem IPHT Jena und dem Karlsruhe Institute of Technology ein kryogener halbleitender Verstärker für Taktfrequenzen von bis zu

2 GHz demonstriert [112]. Mit einem derartigen Konzept werden daher Abtastraten von 1 GHz realistisch.

Seit mehreren Jahren beschäftigen sich des Weiteren verschiedene Arbeitsgruppen mit gekühlten Hybriden aus CMOS-Bausteinen in Kombination mit RSFQ-Schaltungen, welche für Speicheranwendungen eingesetzt werden sollen [113–115]. Mit Voranschreiten dieser Arbeiten wird eine CMOS-basierte Taktgeneration im kryogenen Bereich langfristig vorstellbar.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Vor dem Hintergrund des zunehmenden Verbrauchs an mineralischen Rohstoffen haben nicht-invasive mobile Verfahren zur Geoexploration in den letzten Jahren vermehrt an Bedeutung gewonnen. Die Bewegung im unabgeschirmten Erdmagnetfeld bei gleichzeitiger Durchführung von sehr genauen Messungen stellen die verwendeten Magnetfeldsensoren hinsichtlich Auflösung und Dynamikbereich vor eine große Herausforderung.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit einem neuartigen Sensorkonzept zur Magnetfeldmessung. Schwerpunkt hierbei war die Ermittlung und Analyse der Einflussparameter auf die oben geforderten Größen Auflösung und Dynamikbereich, die Evaluierung sowie die anschließende Optimierung des Sensorsystems. Ausgangspunkt war die von Reich/Ortlepp 2005 vorgestellte Schaltung, für die vor Beginn dieser Arbeit zwar der Funktionsnachweis erbracht war, deren genaue Eigenschaften aber im Wesentlichen nicht bekannt waren. Die Schaltung arbeitet aufgrund ihres physikalischen Wirkprinzips als Sensor für magnetischen Fluss, welcher eine intrinsische Analog-Digital-Wandlung nach dem Deltamodulatorprinzip durchführt.

Um dem Leser den Einstieg in die Thematik zu erleichtern, werden in **Kapitel 2** zunächst die grundlegenden Kenngrößen zur Evaluierung von Analog-Digital-Wandlern sowie das Konzept der Deltamodulation vorgestellt. In **Kapitel 3** findet sich neben einer kurzen Einführung in den historischen und technischen Hintergrund der Supraleitung eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise des Sensors.

Damit eine Analyse des Sensors überhaupt stattfinden konnte, musste zunächst eine geeignete Messumgebung geschaffen werden. Diese umfasst die Erzeugung des benötigten ternären Taktsignals, die Verteilung der ebenfalls ternären, auf den Takt synchronisierten Versorgungsströme sowie Aufnahme, Speicherung und Verarbeitung der Sensorausgangsimpulsströme. Von großem Wert hat sich dabei der im Rahmen der Arbeit entwickelte systematische Bewertungszugang mit automatischer Signalanalyse, zugehöriger

Benutzeroberfläche und angepassten Darstellungsformen erwiesen, die es dem Anwender ermöglicht, in Quasi-Echtzeit das aus dem Ausgangsimpulsstrom rekonstruierte Signal zu beobachten, welches vorher nur mit Hilfe einer Nachbearbeitung (*post-processing*) im Anschluss an die Messung erzeugt werden konnte. Des Weiteren wurden effiziente Methoden und Algorithmen entwickelt und implementiert, welche – ebenfalls in Quasi-Echtzeit – eine Beurteilung sowohl der Impulsintegrität als auch der Qualität des aus den Impulsen rekonstruierten Signals bereits während der Messung erlauben. **Kapitel 4** erläutert diese Messumgebung, welche sich zum schnellen und sicheren Auffinden eines geeigneten Arbeitspunkts bewährt hat. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird die konkrete Schaltung des untersuchten Chips und die zu seiner Herstellung genutzte Technologie sowie die verwendeten Konfigurationen zur Einkopplung des zu messenden Signals beschrieben.

Kapitel 5 widmet sich der Analyse des Sensors: der Schwerpunkt wurde dabei auf die Identifikation der Nichtlinearitäten gelegt und die Entwicklung von Methoden zu ihrer Detektion. Aufbauend auf die Messergebnisse wurde ein theoretisches Verständnis der Ursachen der Nichtlinearitäten erarbeitet. Durch Simulationsstudien, teils mit dem Transientensimulationsprogramm JSIM_n, teils mit der Implementierung eines eigenentwickelten systemtheoretischen Verhaltensmodells in MATLAB, wurden die aufgestellten Hypothesen verifiziert und daraus konkrete Maßnahmen zur Reduktion bzw. Eliminierung der Nichtlinearitäten abgeleitet. Ein wichtiges Ergebnis aus **Kapitel 5** ist neben der Identifizierung des Korrekturstroms I_{comp} zur Eliminierung der Totzone die Erkenntnis der Interdependenz zwischen Komparatorgrauzone und Antenneninduktivität. Hiermit kann die Annahme widerlegt werden, dass eine Vergrößerung der Fläche der Einkoppelspule zwangsläufig zu einer Vergrößerung von Auflösung und Dynamikbereich führt, da eine Vergrößerung der Fläche auch eine Vergrößerung der Induktivität mit sich bringt, welche wiederum das Wandlungsrauschen erhöht. Mit Hilfe der gewonnenen Messergebnisse und Erkenntnisse unter Anwendung der in **Kapitel 2** eingeführten dynamischen Kenngrößen konnte der zu erwartende effektive Dynamikbereich des Sensors unter Berücksichtigung des Rauscheinflusses auf ≈ 100 dB abgeschätzt werden.

In **Kapitel 6** wird zunächst eine Übersicht über die Zielgrößen und die Einflussparameter gegeben. Mittels der Strukturierung der in **Kapitel 5** identifizierten Einflussgrößen in verschiedenen Ebenen werden die direkt manipulierbaren Parameter extrahiert. Für jede dieser sechs Größen werden Maßnahmen hergeleitet und diskutiert, die zu einer Verbesserung der Sensoreigenschaften führen. Für Schwellwert und Grauzone des Josephsonkomparators sowie für die Dimensionierung der Einkoppelspule werden universelle Entwurfsregeln aufgestellt. Zur Verbesserung der Auflösung unter Beibehaltung der für den Komparator optimalen Antenneninduktivität wird die Verwendung eines Flusstrans-

formators vorgeschlagen und eine exemplarische Rechnung zu dessen Dimensionierung vorgestellt. Des Weiteren werden Ansätze zur Vergrößerung der Robustheit der Schaltung gegenüber externen Magnetfeldern geliefert sowie zur Erhöhung der Taktfrequenz.

Der zu Anfang vorliegende Demonstrator wurde im Rahmen dieser Arbeit in ein Labormuster überführt, welches in der Produktentwicklung die letzte Vorstufe zum Prototypen darstellt. Dieses Labormuster wurde eingehend analysiert und optimiert. Als nächster und letzter Schritt auf dem Weg zum Prototypen muss die Robustheit des Sensors gegenüber externen Magnetfeldern verbessert werden, so dass ein Einsatz in magnetisch ungeschirmter Umgebung möglich wird. Um eine komfortable Anwendung als mobiles Messgerät zu gewährleisten, ist es des Weiteren notwendig, die Taktfrequenz weiter zu erhöhen. Mit einer Weiterentwicklung des derzeit verfolgten Konzepts sind Taktfrequenzen bis ca. 1 MHz denkbar. Die Taktfrequenz ist dabei nicht durch die integrierte Sensorschaltung begrenzt sondern durch den externen Instrumentationsverstärker. Für eine weitere Erhöhung der Taktfrequenz auf 100 MHz bis 1 GHz sind weiterführende Untersuchungen zur Anwendung von kryogenen Halbleiterverstärkern bzw. von Hybriden aus CMOS- und RSFQ-Bausteinen erforderlich. Eine Anstiegsrate (*slew rate*) von $100 \text{ M}\Phi_0/\text{s}$ würde für das Digital-SQUID ein Alleinstellungsmerkmal unter den bisher erhältlichen empfindlichen Magnetometern darstellen.

Unter Berücksichtigung der im Verlauf dieser Arbeit erzielten Ergebnisse sollte es längerfristig möglich sein, einen Prototypen zu entwickeln, welcher den Anforderungen der Geoexploration entspricht. Dafür ist es notwendig, die vorgeschlagenen Maßnahmen zu implementieren sowie weiterführende Untersuchungen bezüglich der Robustheit des Sensors gegenüber externen Magnetfeldern und der weiteren Erhöhung der Taktfrequenz durchzuführen.

A MATLAB-Quellcode für Verhaltensmodell

verhaltensmodell_digisquid.m

```
1 % in dem gesamten Script wird von einem Rechteckfenster ausgegangen!
2 % "sig" Signal
3 % "noise" Rauschen
4 % Zusatz "ana" -> "analoges" Signal
5 % Zusatz "n" -> verrauscht
6 % Zusatz "digi" -> mit Digisquid quantisiert + abgetastet
7 % RL -> Rauschleistung (im Nyquist-Band)
8 % NBW -> Rauschbandbreite
9
10 close all
11 clear all
12 clc
13
14
15 % ***** PARAMETER *****
16 % *****
17
18 % ***** FFT *****
19 ana=4; % Faktor fuer "analoges" Signal
20 number_win=16; % Anzahl Fenster fuer Averaging
21
22 fs=20000; % Abtastfrequenz in Hz
23 % (pos. + neg. Pulse einzeln)
24 fs_digi=fs/2; % Abtastfrequenz mit Digisquidtakt
25 % (pos. + neg. Impulse summiert)
26 fs_ana=ana*fs; % "Punktfrequenz" fuer "analoges" Signal
27
28 ts=1/fs; % Abtastperiode in s
29 ts_digi=1/fs_digi; % Abtastperiode Digisquid in s
30
31 Nfft_ges=2^19; % Datensatzlaenge
32 Nfft=Nfft_ges/number_win; % Anzahl Abtastwerte pro Fenster
33 % (FFT-Groesse)
34 Nfft_ana_ges=ana*Nfft_ges;
35 Nfft_ana=ana*Nfft;
36 Nfft_digi_ges=Nfft_ges/2; % Datensatzlaenge (Digisquidtakt)
```

```

37 Nfft_digi=Nfft/2; % Anzahl Abtastwerte pro Fenster
38 % (Digisquidtakt)
39
40 NBW=1/Nfft; % Rauschbandbreite der FFT fuer
41 % Rechteckfenster
42 NBW_bit=log2(NBW);
43 NBW_digi=1/Nfft_digi; % Rauschbandbreite der FFT fuer
44 % Rechteckfenster (Digisquidtakt)
45
46 f0_digi=fs_digi/Nfft_digi; % FFT-Bin fuer Digisquidtakt
47 % = Aufloesung im Frequenzbereich
48
49 % ***** phys. Konstanten *****
50 phi0=2.067*10^-15; % Flussquant Phi0
51
52 % ***** Komparator *****
53 GZ_i=9*10^(-6); % Komparatorgrauzone
54 mu=0*10^(-6); % Komparatorschwellwert
55 sigma_noise=GZ_i/(sqrt(2*pi)); % Standardabweichung des weissen Rauschens
56 var_noise=sigma_noise^2; % Varianz des weissen Rauschens
57
58 % ***** Einkoppelspule *****
59 n=1; % Anzahl Wicklungen
60 M=n*2.07*10^(-9); % Gegeninduktivitaet
61 L=n^2*7*10^(-9); % Induktivitaet Einkoppelspule
62
63 % ***** Eingangssignal *****
64
65 fsig=1.2207031; % Frequenz des Eingangssignals (Hz)
66 Tsig=1/fsig; % Periode des Eingangssignals (s)
67
68 ampl_ie=300*10^(-6); % Amplitude Erregerstrom in On-Chip-Spule
69 ampl_phiext=M*ampl_ie; % Amplitude Eingangssignal Phi-ext (Vs)
70
71 t_ana=[0:(Nfft_ana_ges)-1]'*(ts/ana); % Zeitvektor "analoges" Signal
72 t=[0:Nfft_ges-1]'*ts; % Zeitvektor Rechtecktakt
73 f=fs/2*linspace(0,1,Nfft/2+1); % Frequenzvektor Rechtecktakt
74 t_digi=[0:(Nfft_ges/2)-1]'*(ts/2); % Zeitvektor Digisquidtakt
75 f_digi=fs_digi/2*linspace(0,1,Nfft/4+1); % Frequenzvektor Digisquidtakt
76
77 % ***** Speicherallokation *****
78 sum_pulse_n=zeros(Nfft_ges,1);
79 sum_pulse=zeros(Nfft_ges,1);
80 pulse_n=zeros(Nfft_ges,1);
81 pulse=zeros(Nfft_ges,1);
82 iloop=zeros(Nfft_ges,1);
83 iloop_n=zeros(Nfft_ges,1);
84
85 sig_s=zeros(Nfft_ges,1);
86 sig_n_s=zeros(Nfft_ges,1);
87 sig_n_digi=zeros(Nfft_digi_ges,1);
88 sig_digi=zeros(Nfft_digi_ges,1);
89
90 noise=zeros(Nfft_ana_ges,1);

```



```

91
92 % ***** Signalerzeugung , Zeitbereich *****
93
94 sig=ampl_phiext*sin(2*pi*fsg*t_ana); % Eingangssignal
95
96 for i=1:Nfft_ges
97     noise(i)=randn*sqrt(var_noise); % "weisses" Rauschen
98     sig_s(i)=sig(ana*i);
99 end
100
101
102 % ***** Digisquid , Takteile einzeln aufgeloeset *****
103
104 for i=1:Nfft_ges
105     if mod(i,2)==0;
106         pos_takt=true;
107     else
108         pos_takt=false;
109     end
110     if (i>1)
111         iloop_n(i)=sig(ana*i)/L+noise(i)-sum_pulse_n(i-1)*phi0/L;
112         iloop(i)=sig(ana*i)/L-sum_pulse(i-1)*phi0/L;
113     else
114         iloop_n(i)=sig(ana*i)/L+noise(i);
115         iloop(i)=sig(ana*i)/L;
116     end
117     pulse_n(i)=komparator_ideal(iloop_n(i),mu,pos_takt);
118     pulse(i)=komparator_ideal(iloop(i),mu,pos_takt);
119     if (i>1)
120         sum_pulse_n(i)=sum_pulse_n(i-1)+pulse_n(i);
121         sum_pulse(i)=sum_pulse(i-1)+pulse(i);
122     else
123         sum_pulse_n(i)=pulse_n(i);
124         sum_pulse(i)=pulse(i);
125     end
126 end
127
128 %***** Digisquid , Takteile zusammengefasst *****
129
130 for i=1:Nfft_digi_ges
131     if (i>1)
132         sig_n_digi(i)=sig_n_digi(i-1)+pulse_n(2*i)+pulse_n(2*i-1);
133         sig_digi(i)=sig_digi(i-1)+pulse(2*i)+pulse(2*i-1);
134     else
135         sig_n_digi(i)=pulse_n(2*i)+pulse_n(2*i-1);
136         sig_digi(i)=pulse(2*i)+pulse(2*i-1);
137     end
138 end
139
140
141 % ***** FFTs *****
142
143 B=zeros(Nfft_digi,number_win); % Matrix mit Nfft/2 Zeilen und
144 % number_win Spalten

```

```
145 BV=zeros(Nfft_digi,1);           % Vektor mit Nfft/2 Zeilen zur
146                                   % Aufnahme des Durchschnitts
147
148
149 % Verteilen des Gesamtdatensatzes auf nicht ueberlappende Rechteckfenster
150 % der Laenge Nfft_digi
151 for i=1:number_win
152     B(:,i)=| sig_n_digi(((i-1)*Nfft_digi+1):(i*Nfft_digi))|];
153 end
154
155 % die Peakhoehe multipliziert mit der Frequenzaufloesung ergibt die Leistung
156 % (Flaeche unter dem Peak)
157 % Dafuer sind folgende Schritte noetig:
158 % 1. Skalieren die fft-Komponenten mit der fft-Laenge: fft(B..)/Nfft_digi
159 % 2. Bilde den Betrag der fft-Komponenten: abs(...)
160 % 3. Multipliziere den Betrag mit 2 fuer einseitiges Spektrum
161 % 4. Teile das Ganze durch sqrt(2) fuer Effektivwert
162 % 5. Quadriere den Effektivwert fuer Leistung
163 % 6. Teile das Resultat durch die Frequenzaufloesung der fft
164
165 for i=1:number_win
166     rms_BV_quadrat=((2*abs(fft(B(:,i),Nfft_digi)/Nfft_digi))/sqrt(2)).^2;
167     BV=BV+rms_BV_quadrat/f0_digi;
168 end
169
170
171 % zum Schluss muss AV noch durch die Anzahl der zur Mittelung verwendeten
172 % Fenster geteilt werden
173 BV=BV/number_win;
174
175
176 P_sig_sim=max(BV)*f0_digi           % Signalleistung
177 P_rausch_sim=(sum(BV(1:Nfft/4))-max(BV))*f0_digi % Rauschleistung + Dist.
178
179 CV=BV(1:Nfft/4+1);
180 % Index vom Maximum von CV
181 [m,i_m]=max(CV)
182 % Spektrum ohne Signalanteil:
183 if i_m>1
184     CV(i_m)=(CV(i_m-1)+CV(i_m+1))/2;
185 else
186     CV(i_m)=CV(i_m+1);
187 end;
188
189 % Index vom Maximum von CV
190 [mc,i_mc]=max(CV)
191 % eventuellen Gleichanteil eliminieren
192 if i_mc==1
193     CV(i_mc)=CV(i_mc+1);
194     [mc,i_mc]=max(CV);
195 end;
196
197 dist_max=mc*f0_digi                 % Leistung der groessten Verzerrung
198 dist_max_frequenz=(i_mc-1)*f0_digi % Frequenz der groessten Verzerrung
```

```

199
200
201 % ***** Abbildungen , Zeitbereich/Frequenzbereich *****
202 F1=figure(1);
203 p1=plot(t_digi,sig_n_digi,t_ana/4,sig/phi0);
204 title(['Zeitbereich\nnewline Simulationsparameter: \mu=' ,...
205       num2str(mu), 'A, ampl=' ,num2str(ampl_ie), 'A' ]);
206 x11=xlabel('t (s)');
207 y11=ylabel('B (\Phi_0)');
208
209
210 F2=figure(2);
211 p2=loglog(f_digi,BV(1:Nfft/4+1));
212 title(['Frequenzbereich\nnewline Simulationsparameter: f=' ,...
213       num2str(fsig), 'A, ampl=' ,num2str(ampl_ie), ...
214       'A Frequenzaufloesung: \Delta f={',num2str(f0_digi),'}']);
215 ylim([10^(-8) 10^7]);
216 x12=xlabel('f (Hz)');
217 y12=ylabel('S_\Phi (\Phi_0^2/Hz)');

```

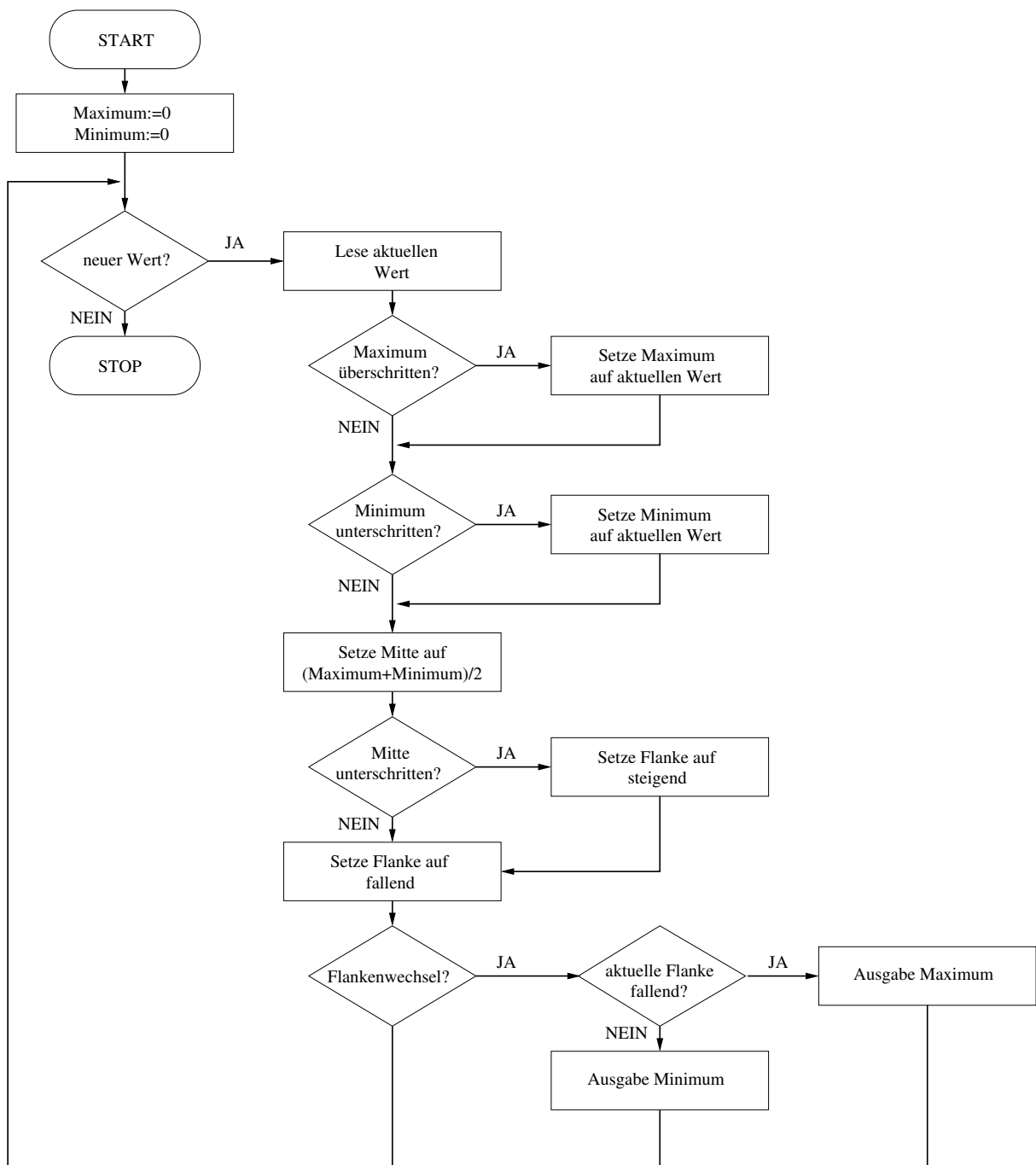
komparator_ideal.m

```

1 function [yd]= komparator(Isigdc ,mu,pos)
2 %
3 % Funktion Komparator
4 % Aufruf:
5 % Komparator(Eingangsstrom , Schwellwert , Grauzone , Taktteil)
6 % pos=1 -> positiver Taktzyklus , pos=0 -> negativer Taktzyklus
7 %
8 yd=0;
9
10 if ((Isigdc>=mu)&&(pos==1))
11     yd=1;
12 else if ((Isigdc<=(-mu))&&(pos==0))
13     yd=-1;
14     else yd=0;
15 end
16 end

```

B Algorithmus zur Ermittlung lokaler Extrema



Literaturverzeichnis

- [1] F. J. PAVÓN CARRASCO, *Primer modelo Arqueomagnético SCHA de Europa para los últimos 2000 años*, Dissertation, Universidad Complutense de Madrid, 2006.
- [2] A. K. T. ASSIS, Tradução de uma Obra de Gauss, *Revista Brasileira de Ensino de Física*, Bd. 25(2), 2003.
- [3] D. ROBBES, C. DOLABDJIAN, S. SAEZ, Y. MONFORT, G. KAISER und P. CIUREANU, Highly Sensitive Uncooled Magnetometers: State of the art, Superconducting Hybrid Magnetometers, an alternative to SQUIDS?, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 11(1), S. 629–634, 2001.
- [4] H. J. M. TER BRAKE, A. RIJPMAN, J. G. STINSTRAL, J. BORGMANN, J. J. HOLLAND, H. J. G. KROOSHOP, M. J. PETERS, J. FLOKSTRA, H. W. P. QUARTERO und H. ROGALLA, Fetal Magnetocardiography: Clinical Relevance and Feasibility, *Physica C*, (368), S. 10–17, 2002.
- [5] D. DRUNG, S. BECHSTEIN, K.-P. FRANKE, M. SCHEINER und T. SCHURIG, Improved Direct-Coupled dc SQUID Read-Out Electronics with Automatic Bias Voltage Tuning, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 11(1), S. 1034–1037, 2001.
- [6] S. LINZEN, V. SCHULTZE, A. CHWALA, T. SCHÜLER, M. SCHULZ, R. STOLZ und H.-G. MEYER, Quantum Detection Meets Archaeology – Magnetic Prospection with SQUIDS, Highly Sensitive and Fast, in M. REINDEL und G. A. WAGNER (Hg.) *New Technologies for Archaeology: Multidisciplinary Investigations in Palpa and Nasca, Peru*, Springer-Verlag, Berlin, 2009.
- [7] J. BEMMANN, H. PIEZONKA und B. AHRENS, Geoarchäologie in der Steppe – Zur Rekonstruktion von Kulturlandschaften im Orchon-Tal, Zentrale Mongolei, <http://epic.awi.de/Publications/Bem2010a.pdf/>, zuletzt abgerufen am 14.02.2012.
- [8] G. ANGERER, L. ERDMANN, F. MARSCHEIDER-WEIDEMANN, M. SCHARP, A. LÜLLMANN, V. HANDKE und M. MARWEDE, *Rohstoffe für Zukunftstechnologien: Einfluss des branchenspezifischen Rohstoffbedarfs in rohstoffintensiven Zu-*

- kunststechnologien auf die zukünftige Rohstoffnachfrage*, ISI-Schriftenreihe Innovationspotenziale, Fraunhofer IRB Verlag, Stuttgart, 2009.
- [9] *World Exploration Trends 2011: A Special Report from Metals Economics Group for the PDAC International Convention*, Metal Economics Group, 2011.
- [10] L. ERDMANN, S. BEHRENDT und M. FEIL, Kritische Rohstoffe für Deutschland: Identifikation aus Sicht deutscher Unternehmen wirtschaftlich bedeutsamer mineralischer Rohstoffe, deren Versorgungslage sich mittel- bis langfristig als kritisch erweisen könnte, 2011.
- [11] T. HARNISCH, *Modellierung, Simulation und Optimierung kryoelektronischer Analog/Digital-Umsetzer*, Dissertation, Technische Universität Ilmenau, 1997.
- [12] R. ECKL, L. PÜTTGENS und J. WALTER, *A/D- und D/A- Wandler: Grundlagen, Prinzipschaltungen und Applikationen*, Franzis-Verlag GmbH, München, 1990.
- [13] F. MEDEIRO, A. PÉREZ-VERDÚ und A. RODRÍGUEZ-VAZQUEZ, *Top-down Design of High-performance Sigma-delta Modulators*, Bd. 480, Kluwer Academic Pub, 1999.
- [14] W. KESTER, MT-010: The Importance of Data Converter Static Specifications-Don't Lose Sight of the Basics!, Application Note, 2009.
- [15] H. ZANDER, *Datenwandler: A/D- und D/A-Wandler*, Vogel, Würzburg, 2. Aufl., 1990.
- [16] W. KESTER, MT-004: The Good, the Bad, and the Ugly Aspects of ADC Input Noise-Is No Noise Good Noise?, Application Note, 2009.
- [17] S. RUSCAK und L. SINGER, Using Histogram Techniques to Measure A/D Converter Noise, *Analog Dialogue*, Bd. 29(2), S. 7–8, 1995.
- [18] N. HIRT, Interfacetechnik (AD- und DA-Umsetzer), Vorlesungsskript, 2003.
- [19] W. KESTER, MT-003: Understand SINAD, ENOB, SNR, THD, THD + N, and SFDR so You Don't Get Lost in the Noise Floor, Application Note.
- [20] W. KESTER, MT-001: Taking the Mystery out of the Infamous Formula, "SNR = 6.02 N + 1.76 dB", and Why You Should Care, Application Note, 2005.
- [21] H. SCHRÖDER und G. ROMMEL, *Elektrische Nachrichtentechnik: Eigenschaften und Darstellung von Signalen*, Bd. 1a, Hüthig und Pflaum Verlag, München/Heidelberg, 10. Aufl., 1978.
- [22] R. SCHREIER und G. TEMES, *Understanding Delta-Sigma Data Converters*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2005.

- [23] A. H. REEVES, The Past, Present and Future of PCM, *IEEE Spectrum*, (5), S. 58–63, 1965.
- [24] E. M. DELORAINÉ, S. VAN MIERLO und B. DERJAVITCH, Méthode et système de transmission par impulsions, 1946.
- [25] C. C. CUTLER, Differential Quantization of Communication Signals, US Patent No. 2605361, 1946.
- [26] H. R. SCHINDLER, Delta Modulation, *IEEE Spectrum*, Bd. 7(10), S. 69–78, Okt. 1970.
- [27] M. JOINDOT, L.-J. LIBOIS, G. PHELIZON, J.-M. COLIN und P. DUPUIS, The Predigital Period (1937–1965) in Europe, *2008 IEEE History of Telecommunications Conference*, S. 60–65, Sept. 2008.
- [28] C. E. SHANNON, Communication in the Presence of Noise – Nachdruck der Originalveröffentlichung von 1949, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 86(2), S. 447–457, Febr. 1998.
- [29] A. JERRI, The Shannon Sampling Theorem-Its Various Extensions and Applications:, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 65(11), S. 1565–1596, 1977.
- [30] D. ZRILIC, *Circuits and Systems Based on Delta Modulation*, Springer-Verlag, Berlin, 2005.
- [31] W. BENNETT, Spectra of Quantized Signals, *Bell System Technical Journal*, Bd. 27(3), S. 446–472, 1948.
- [32] K. WILLISTON, R. GENTILE, K. JACK, D. KATZ und N. KEHTARNAVAZ, *Digital Signal Processing (World Class Designs Series)*, Newnes (Elsevier), Amsterdam, 2009.
- [33] M. W. HAUSER, Principles of Oversampling A/D Conversion, *Journal of the Audioengineering Society*, Bd. 39(1/2), S. 3–24, 1991.
- [34] L. SCHUCHMAN, Dither Signals and Their Effect on Quantization Noise, *IEEE Transactions on Communications*, Bd. 12(4), S. 162–165, Dez. 1964.
- [35] R. M. GRAY, Quantization Noise Spectra, *IEEE Transactions on Information Theory*, Bd. 36(6), S. 1220–1244, 1990.
- [36] R. A. WANNAMAKER, *The Theory of Dithered Quantization*, Dissertation, University of Waterloo, 2003.
- [37] B. WIDROW, I. KOLLAR und M.-C. LUI, Statistical Theory of Quantization, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Bd. 45(2), S. 353–361, 1996.

- [38] J. ABATE, Linear and Adaptive Delta Modulation, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 55(3), S. 298–308, 1967.
- [39] R. M. GRAY, Spectral Analysis of Quantization Noise in a Single-loop Sigma-delta Modulator with DC Input, *IEEE Transactions on Communications*, Bd. 37(6), S. 588–599, Juni 1989.
- [40] P. R. PÉREZ-ALCÁZAR und A. SANTOS, Relationship between Sampling Rate and Quantization Noise, *Proc. 14th Int. Conf. Digital Signal Processing*, S. 807–810, 2002.
- [41] N. S. JAYANT und A. E. ROSENBERG, The Preference of Slope Overload to Granularity in the Delta Modulation of Speech, *The Bell System Technical Journal*, S. 3117–3125, 1971.
- [42] W. DENDA, *Rauschen als Information*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1988.
- [43] A. V. OPPENHEIM, R. W. SCHAFFER und J. R. BUCK, *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*, Pearson Studium, München, 2. Aufl., 2004.
- [44] P. AZIZ, H. SORENSEN und J. VAN DER SPIEGEL, An Overview of Sigma-Delta Converters, *IEEE Signal Processing Magazine*, Bd. 13(1), S. 61–84, 1996.
- [45] D. KRESS und R. IRMER, *Angewandte Systemtheorie*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1989.
- [46] N. S. JAYANT und P. NOLL, *Digital Coding of Waveforms – Principles and Applications to Speech and Video*, Prentice-Hall International Inc., London, 1984.
- [47] A. M. KADIN, *Introduction to Superconducting Circuits*, A Wiley Interscience publication, Wiley, 1999.
- [48] M. TINKHAM, *Introduction to Superconductivity: Second Edition (Dover Books on Physics) (Vol i)*, Dover Publications, 2. Aufl., Juni 2004.
- [49] V. L. GINZBURG, Nobel Lecture: On Superconductivity and Superfluidity, *Reviews of Modern Physics*, Bd. 76(7), S. 981–998, 2004.
- [50] J. BARDEEN, L. N. COOPER und J. R. SCHRIEFFER, Theory of Superconductivity, *Physical Review*, Bd. 108(5), S. 1175–1204, 1957.
- [51] D. EINZEL, 50 Years of Fluxoid Quantization: 2e or Not 2e, *Journal of Low Temperature Physics*, Bd. 163(5–6), S. 215–237, 2011.
- [52] S. B. DEEVER und F. W. M., Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders, *Physical Review Letters*, Bd. 2(7), S. 43–46, 1961.

- [53] R. DOLL und M. NÄBAUER, Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring, *Physical Review Letters*, Bd. 7(2), S. 51–52, 1961.
- [54] B. D. JOSEPHSON, Possible New Effects in Superconductive Tunneling, *Physics Letters*, Bd. 1(7), S. 251–253, 1962.
- [55] JOSEPHSON, B. D., The Discovery of Tunneling Supercurrents, Nobelpreisrede, 1973.
- [56] P. W. ANDERSON und J. ROWELL, Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect, *Physical Review Letters*, Bd. 10(6), S. 61–84, 1963.
- [57] M. HIDAKA, Feature Article: The Forum on Superconductivity Technology Trends – The History and Future of Superconducting Digital Circuits, *Superconductivity Web21*, (10), S. 1–3, 2011.
- [58] K. K. LIKHAREV, O. A. MUKHANOV und V. K. SEMENOV, Resistive Single Flux Quantum Logic for the Josephson-Junction Technology, in *SQUID'85*, S. 1103–1108, W. de Gruyter, Berlin, 1985.
- [59] K. K. LIKHAREV und V. K. SEMENOV, RSFQ logic/memory Family: A New Josephson-junction Technology for Sub-terahertz-clock-frequency Digital Systems, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, (1), S. 3–27, 1991.
- [60] T. ORTLEPP, *Dynamische Analyse stochastischer Einflüsse in der supraleitenden Einzelflussquantenelektronik*, Dissertation, Technische Universität Ilmenau, 2005.
- [61] P. CARELLI und G. PATERNO, Macroscopic Quantum Interference: DC-SQUID, in A. BARONE (Hg.) *Principles and Applications of Superconducting Quantum Interference Devices*, World Scientific, Singapore, 1992.
- [62] I. GIAEVER, Electron Tunneling Between Two Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 5, S. 464–466, Nov 1960.
- [63] J. CLARKE, SQUID Concepts and Systems, in H. WEINSTOCK und M. NISENOFF (Hg.) *Superconducting Electronics*, Bd. 59 von *NATO ASI Series F: Computer and Systems Sciences*, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [64] E. S. FANG und T. VAN DUZER, A Josephson Integrated Circuit Simulator (JSIM) for Superconductive Electronics Application, in *Extended Abstracts of 1989 International Superconductivity Conference (ISEC'89)*, S. 407–410, Tokyo, 1989.
- [65] J. SATCHELL, Stochastic Simulation of SFQ Logic, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 7(2), S. 3315–3318, 1997.

- [66] T. REICH, *Development of a Digital SQUID Magnetometer for Widely Varying Fields in Urban Environment*, Dissertation, Technische Universität Ilmenau, 2009.
- [67] J. P. HURRELL und A. H. SILVER, SQUID Digital Electronics, *AIP Conference Proceedings*, Bd. 44(1), S. 437–447, 1978.
- [68] G. S. LEE und D. A. PETERSEN, Superconductive A/D Converters, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 77(8), S. 1264–1273, 1989.
- [69] F. KUO, H. DANG, S. WHITELEY und M. RADPARVAR, A Superconducting Tracking A/D Converter, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Bd. 26(2), S. 142–145, 1991.
- [70] J. C. LIN, V. K. SEMENOV und K. K. LIKHAREV, Design of SFQ-Counting Analog-to-Digital Converter, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 5(2), S. 2252–2259, 1995.
- [71] V. K. SEMENOV, Y. A. POLYAKOV und T. V. FILIPPOV, Superconducting Delta ADC with On-chip Decimation Filter, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 9(2), S. 3026–3029, Juni 1999.
- [72] V. K. SEMENOV, Digital SQUIDS: New Definitions and Results, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 13(2), S. 747–750, Juni 2003.
- [73] O. A. MUKHANOV, V. K. SEMENOV, I. V. VERNIK, A. M. KADIN, T. V. FILIPPOV, D. GUPTA, D. K. BROCK, I. ROCHWARGER und Y. A. POLYAKOV, High-resolution ADC Operation up to 19.6 GHz Clock Frequency, *Superconductor Science and Technology*, Bd. 14, S. 1065–1070, 2001.
- [74] O. A. MUKHANOV, D. KIRICHENKO, I. V. VERNIK, T. V. FILIPPOV, A. KIRICHENKO, R. WEBBER, V. DOTSENKO, A. TALALAEVSKII, J. C. TANG, A. SAHU, P. SHEVCHENKO, R. MILLER, S. B. KAPLAN, S. SARVANA und D. GUPTA, Superconductor Digital-RF Receiver Systems, *IEICE Transactions on Electronics*, Bd. E91-C(3), S. 306–317, 2008.
- [75] N. FUJIMAKI, H. TAMURA, T. IMAMURA und S. HASUO, A Single-Chip SQUID Magnetometer, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 35(12), S. 2412–2418, 1988.
- [76] M. J. VAN DUUREN, G. C. S. BRONS, J. FLOKSTRA und H. ROGALLA, Smart SQUIDS based on Relaxation Oscillation SQUIDS, Bd. 9(2), S. 2919–2922, 1999.
- [77] M. PODT, *Wideband Low-Noise Integrated SQUID Systems*, Dissertation, Universität Twente, 2003.

- [78] F. H. UHLMANN und M. KHABIPOV, Investigation of the Design of a Digital SQUID Sensor, *Physica C*, S. 72–78, 1999.
- [79] U. FATH, R. HUNDHAUSEN, T. FREGIN, P. GERIGK, W. ESCHNER, A. SCHINDLER und F. UHLMANN, Experimental Digital SQUID with Integrated Feedback Circuit, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 7(2), S. 2747–2751, Juni 1997.
- [80] H. ROGALLA, Digital Electronics in Europe, in S. HASUO (Hg.) *100 Years of Superconductivity*, Rogalla, H. and Kes, P., CRC PRESS, Boca Raton, 2011.
- [81] T. REICH, T. ORTLEPP, F. H. UHLMANN und P. FEBVRE, Experimental Analysis of a Digital SQUID device at 4.2 K, *Superconductor Science and Technology*, Bd. 18(8), S. 1077–1081, 2005.
- [82] T. REICH, T. ORTLEPP und F. H. UHLMANN, Analysis of a Digital SQUID Magnetometer Utilizing a Direct Coupled DC SQUID for Improved Magnetic Field Resolution, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 17(2), S. 746–749, Juni 2007.
- [83] FLUXONICS FOUNDRY FOR DESIGN AND FABRICATION, *The Foundry of the European FLUXONICS Network*, <http://www.ipht-jena.de/forschungseinheiten/forschungsabteilungen/quantendetektion/fluxonics-foundry-the-foundry-of-the-european-fluxonics-network.html>, zuletzt abgerufen am 17.01.2012.
- [84] S. ANDERS, M. BLAMIRE, F.-I. BUCHHOLZ, D.-G. CRÉTÉ, R. CRISTIANO, P. FEBVRE, L. FRITZSCH, A. HERR, E. IL'ICHEV, J. KOHLMANN, J. KUNERT, H.-G. MEYER, J. NIEMEYER, T. ORTLEPP, H. ROGALLA, T. SCHURIG, M. SIEGEL, R. STOLZ, E. TARTE, H. TER BRAKE, H. TOEPFER, J.-C. VILLEGIER, A. ZAGOSKIN und A. ZORIN, European Roadmap on Superconductive Electronics – Status and Perspectives, *Physica C: Superconductivity*, Bd. 470(23–24), S. 2079–2126, 2010.
- [85] C. J. FOURIE, O. WETZSTEIN, T. ORTLEPP und J. KUNERT, Three-dimensional Multi-terminal Superconductive Integrated Circuit Inductance Extraction, *Superconductor Science and Technology*, Bd. 24(12), S. 125015, 2011.
- [86] T. V. FILIPPOV und V. K. KORNEV, Sensitivity of the Balanced Josephson-Junction Comparator, *IEEE Transactions on Magnetism*, Bd. 27(2), S. 2452–2455, März 1991.
- [87] T. V. FILIPPOV, A. POLYAKOV, V. K. SEMENOV und K. K. LIKHAREV, Signal Resolution of RSFQ Comparators, Bd. 5(2), S. 2240–2243, 1995.

- [88] B. OELZE, B. RUCK, E. SODTKE, T. FILIPPOV, A. KIDIYAROVA-SHEVCHENKO, M. KUPRIYANOV und W. PRUSSEIT, Investigation of the Signal Resolution of a High-Tc Balanced Comparator, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 7(2), S. 3450–3453, 1997.
- [89] V. K. SEMENOV, T. V. FILIPPOV, Y. A. POLYAKOV und K. K. LIKHAREV, SFQ Balanced Comparators at a Finite Sampling Rate, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 7(2), S. 3617–3621, Juni 1997.
- [90] T. WALLS, T. V. FILIPPOV und K. K. LIKHAREV, Quantum Fluctuations in Josephson Junction Comparators, *Physical Review Letters*, Bd. 89(21), S. 1–4, Nov. 2002.
- [91] T. HADDAD, O. WETZSTEIN, S. ENGERT, H. TOEPFER und T. ORTLEPP, Investigation of the Relationship between the Gray Zone and the Clock Frequency of a Josephson Comparator, *Superconductor Science and Technology*, Bd. 24(9), S. 095010, 2011.
- [92] B. EBERT, O. MIELKE, J. KUNERT, R. STOLZ und T. ORTLEPP, Experimentally Verified Design Guidelines for Minimizing the Gray Zone Width of Josephson Comparators, *Superconductor Science and Technology*, Bd. 23(5), S. 055005, Mai 2010.
- [93] B. EBERT, *Noise-Induced Jitter and Decision Errors in Rapid Single Flux Quantum Electronics*, Dissertation, Technische Universität Ilmenau, 2011.
- [94] B. EBERT und T. ORTLEPP, Optimization of Josephson Junction Comparators in Terms of Speed and Accuracy, Bd. 21(3), S. 687–692, 2011.
- [95] T. ORTLEPP, S. MIYAJIMA, H. TOEPFER und A. FUJIMAKI, Josephson Comparator with Modified Dynamic Behavior for Improved Sensitivity, *Journal of Applied Physics*, Bd. 111(12), S. 123901–1–123901–5, 2012.
- [96] Y. YAMANASHI und N. YOSHIKAWA, Superconductive Random Number Generator Using Thermal Noises in SFQ Circuits, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 19(3), S. 630–633, Juni 2009.
- [97] I. HAVERKAMP, O. WETZSTEIN, J. KUNERT, R. STOLZ, T. ORTLEPP und H. TOEPFER, Characterization of a Digital SQUID for Magnetic Field Measurements with High Dynamic Range, *IEEE/CSC & ESAS European Superconductivity News Forum*, (16), S. 1–8, April 2011.

- [98] I. HAVERKAMP, O. MIELKE, J. KUNERT, R. STOLZ, H.-G. MEYER, H. TOEPFER und T. ORTLEPP, Linearity of a Digital SQUID Magnetometer, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 21(3), S. 705–708, Juni 2011.
- [99] I. HAVERKAMP, O. WETZSTEIN, J. KUNERT, R. STOLZ, T. ORTLEPP und H. TOEPFER, Characterization of a Digital SQUID for Magnetic Field Measurements with High Dynamic Range, *Elektronika – konstrukcje – technologie – zastosowania*, (6), S. 28–31, 2011.
- [100] LANGE, *Signale und Systeme. Band 1: Spektrale Darstellung*, VEB Verlag Technik, Berlin, 2. Aufl., 1975.
- [101] R. A. WANNAMAKER, S. P. LIPSHITZ, J. VANDERKOOY und J. N. WRIGHT, A Theory of Nonsubtractive Dither, *IEEE Transactions on Signal Processing*, Bd. 48(2), S. 499–516, 2000.
- [102] I. HAVERKAMP, O. WETZSTEIN, J. KUNERT, T. ORTLEPP, R. STOLZ, H.-G. MEYER und H. TOEPFER, Optimization of a Digital SQUID Magnetometer in Terms of Noise and Distortion, *Superconductor Science and Technology*, (6), S. 065012, 2012.
- [103] J. CLARKE und A. I. BRAGINSKI, *The SQUID Handbook. Vol. I: Fundamentals and Technology*, Bd. 1, Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
- [104] J. HALBRITTER, rf Residual Losses, Surface Impedance, and Granularity in Superconducting Cuprates, *Journal of Applied Physics*, Bd. 68(12), S. 6315–6326, 1990.
- [105] V. ZAKOSARENKO, *persönliche Kommunikation*, IPHT Jena, 2012.
- [106] H. G. MEYER und J. KUNERT, Rapid Single Flux Quantum (RSFQ) – Design Rules for Nb/Al₂O₃-Al/Nb-Process at IPHT Jena, 2007.
- [107] M. A. WASHINGTON und T. A. FULTON, Observation of Flux Trapping Threshold in Narrow Superconducting Thin Films, *Applied Physics Letters*, Bd. 40(9), S. 848–850, 1982.
- [108] S. BERMON und G. T., Moat-Guarded Josephson SQUIDS, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 19(3), S. 1160–1164, 1983.
- [109] M. JEFFERY, T. VAN DUZER, J. R. KIRTLEY und M. B. KETCHEN, Magnetic Imaging of Moat-guarded Superconducting Electronic Circuits, *Physica C*, Bd. 67(12), S. 1769–1771, 1995.
- [110] S. NARAYANA, Y. A. POLYAKOV und V. K. SEMENOV, Evaluation of Flux Trapping in Superconducting Circuits, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 19(3), S. 640–643, 2009.

- [111] M. SCHMELZ, R. STOLZ, V. ZAKOSARENKO, S. ANDERS, L. FRITZSCH, M. SCHUBERT und H. G. MEYER, SQUIDS Based on Submicrometer-sized Josephson Tunnel Junctions Fabricated in a Cross-type Technology, *Superconductor Science and Technology*, Bd. 24(1), S. 015005, 2011.
- [112] T. ORTLEPP, S. WUENSCH, M. SCHUBERT, P. FEBVRE, B. EBERT, J. KUNERT, E. CROCOLL, H.-G. MEYER, M. SIEGEL und F. H. UHLMANN, Superconductor-to-Semiconductor Interface Circuit for High Data Rates, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 19(1), S. 28–34, 2009.
- [113] M. SUZUKI, M. MAEZAWA, H. TAKATO, H. NAKAGAWA, F. HIRAYAMA, S. KIRYO, M. AOYAGI, T. SEKIGAWA und A. SHOJI, An Interface Circuit for a Josephson-CMOS Hybrid Digital System, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 9(2), S. 3314–3317, 1999.
- [114] T. VAN DUZER, Y. FENG, X. MENG, S. R. WITHELEY und N. YOSHIKAWA, Hybrid Josephson-CMOS Memory: a Solution for the Josephson Memory Problem, *Superconductor Science and Technology*, Bd. 15(12), S. 1669–1674, 2002.
- [115] D. WEI, S. R. WHITELEY, L. ZHENG, H. PARK, H. KIM und T. VAN DUZER, New Josephson-CMOS Interface Amplifier, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 21(3), S. 805–808, 2011.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Fachgebiet Theoretische Elektrotechnik der Technischen Universität Ilmenau im Rahmen des vom Thüringer Ministerium für Wirtschaft, Arbeit und Technologie sowie der EU geförderten Projektes „Integrierter Digitaler Magnetfeldsensor (IDMS)“.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. habil. Hannes Töpfer für die uneingeschränkte fachliche und organisatorische Unterstützung während der gesamten Zeit, für die vielen hilfreichen Hinweise sowie für die Begutachtung dieser Arbeit. Für die Bereitschaft, meine Arbeit zu evaluieren, danke ich auch Prof. Dr. rer. nat. habil. Paul Seidel und Dr.-Ing. Torssten Harnisch.

Vielen Dank an Dr.-Ing. habil. Thomas Ortlepp und Dr.-Ing. Olaf Wetzstein für die vielen fruchtbaren Diskussionen, Ideen, Ratschläge und die konstruktive Kritik. Außerdem für das Gesellschaft leisten, Essen teilen und die unzähligen Tipps während diverser Messmarathons.

Furthermore, I want to thank Dr. Coenrad Fourie for the extraction of numerous inductance values from the chip layout.

Special thanks go to Dr. Timur Filippov who has convinced me that my task was “simply” to write a PhD thesis and not to qualify for the Nobel price. Without him, I would never have started writing down the results of my work.

Den Kollegen aus Fachgebiet und Kaffeerrunde möchte ich für die gute Unterhaltung in der Mittagspause, die vielfältigen fachlichen und nicht-fachlichen Diskussionen und natürlich die kulinarischen Beiträge danken. Insbesondere danke ich Stefan Humbla für seine Hilfsbereitschaft und seine Fähigkeit, eine Lösung für jegliches Labview-, MATLAB- und L^AT_EX-Problem zu finden, sowie ihm und Ekkehard Müller für das Korrekturlesen der Arbeit.

Gleichfalls für das Korrektur lesen des Manuskripts sowie die ebenso wert- wie humorvollen sprachlichen Gestaltungshinweise danke ich Howie. Selten haben mich Korrekturvorschläge und Kommentare derartig zum Schmunzeln gebracht.

Außerdem danke ich meinen Freunden und Bekannten, welche durch gemeinsame Koch- und Spieleabende, Kletter- und Paddeltouren und vieles mehr für die nötige Abwechslung gesorgt und mich immer zuverlässig am Fels gesichert bzw. am Fluss aus dem Wasser gezogen haben. Namentlich erwähnen möchte ich dabei Thomas Gradl für seinen selbstlosen Einsatz am Río Misahuallí.

Bei meinen ehemaligen Kollegen und Freunden Ingo Müller, Achim Schramm und Thilo Schaffroth möchte ich mich dafür bedanken, dass sie mir von Anfang an Mut gemacht haben, an die Uni zurückzukehren und mir jederzeit mit Rat und Tat beiseite standen.

Ein ganz besonders herzlicher Dank gilt meinen Eltern. Trotz meines etwas ausgefallenen Ausbildungswegs haben sie mich immer uneingeschränkt unterstützt und nie den Glauben daran verloren, dass doch noch mal etwas aus mir werden kann.

Zu guter Letzt danke ich meinem Freund Oliver Brandel, der all meine Hochs und Tiefs während der Erstellung dieser Arbeit geduldig ertragen hat, obwohl er in der letzten Zeit auf so manche gemeinsame Kletter- und Paddeltour verzichten musste.